PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 10 — 15. Mai 1937. Redaktionsschluß für Nr. 12 am 1. Juni 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

J. Stark, Struktur und strahlungslose Zustände des Wasserstoff- und Heliumatoms. S. 349.

J. Stark und H. Verleger, Einfluß der Elektronenzahl auf die Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen. S. 357.

J. Stark und H. Verleger, Intensitätsverhältnis bewegter und ruhender Serienlinien des Wasserstoffs und Heliums. S. 359.

J. Stark und H. Verleger, Das Seriengesetz der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen. S. 360.

G. Aeckerlein, Die Erforschung des Erdinnern durch Emanationsmessung. S. 362.

H. Berger, Interferometrische Messungen an halogensubstituierten Paraffinen. S. 370.

H. Lange und H. Hänsel, Über die Anwendung magnetischer Meßverfahren für metallkundliche Aufgaben. S. 379.

H. Lange, Ein kleiner Elektromagnet für hohe Feldstärke. S. 384.

Besprechungen:

K. Karas, Die kritischen Drehzahlen wichtiger Rotorformen. S. 386.

G. Kortüm, Das optische Verhalten gelöster Elektrolyte. S. 387.

S. Rosseland, Theoretical Astrophysics. S. 387.

C. F. v. Weizsäcker, Die Atomkerne. S. 388.

Nachrichten. S. 388.

ABHANDLUNGEN.

Struktur und strahlungslose Zustände des Wasserstoff- und Heliumatoms.

Von J. Stark.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Einleitung.

Von Steiner und mir[1]) wurden kürzlich in dieser Zeitschrift experimentelle Untersuchungen veröffentlicht, aus denen sich folgern[2]) läßt, daß eine von mir vor 30 Jahren geäußerte Vorstellung wahrscheinlich der Wirklichkeit entspricht, nämlich die Vorstellung, daß das Elektron eine axiale Struktur besitzt, insonderheit die Form eines Ringes hat, um seine Figurenachse rotiert und infolgedessen in dieser ein magnetisches Moment besitzt. Diese Vorstellung über die Struktur des Elektrons kann mit einer Vorstellung über eine Seite der Struktur des chemischen Atoms vereinigt werden, welche ich schon seit mehreren Jahren experimentell zu begründen versucht habe, nämlich mit der Vorstellung, daß das chemische Atom als Ganzes oder der einem Hüllenelektron zugeordnete Atomrest (Atomion) eine axiale Struktur, nämlich mindestens eine ausgezeichnete Achse besitzt, um welche seine Hüllenelektronen angeordnet sind.

Aus der Vereinigung dieser zwei Vorstellungen und ihrer Anwendung auf die Erfahrung über Spektralserien ergeben sich Folgerungen über die wechselseitigen Lagen und Abstände von Elektron und zugehörigem Atomion, welche die Eigenheiten der Emission von Spektralserien bedingen. Diese Folgerungen haben sich fruchtbar erwiesen in der Auffindung der neuen Erscheinungen, welche in den nachstehenden experimentellen Untersuchungen von mir und Verleger beschrieben sind. Darum mag es entschuldigt sein, wenn ich sie hier mitteile.

2. Energetisch tiefster Zustand des *H*- und *He*-Atoms.

In der Abb. 1 ist der energetisch tiefste Zustand[1]) des *H*-Atoms veranschaulicht. Der positive Kern ist als Rotationskörper dargestellt, um auszudrücken, daß er eine ausgezeichnete Figurenachse und in dieser ein magnetisches Moment besitzt. Ihm (Atomion) ist das zugeordnete Elektron so gegenübergestellt, daß sein Figurenmittelpunkt zusammenfällt mit demjenigen des positiven Kerns und die Achse seiner Figur und seines magnetischen Eigenmoments zusammenfällt mit der Achse der Figur und des

1) J. Stark und K. Steiner, Physik. Zeitschr. **38**, 277, 1937.

2) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 269, 1937.

1) In meinen früheren Veröffentlichungen habe ich statt des Wortes „strahlungsloser Zustand des Atoms" die Bezeichnungen „Bahn oder Gleichgewichtslage des Elektrons" gebraucht; es ist indes die Bezeichnung „Zustand" vorzuziehen, da er außer dem Elektron auch das ihm zugeordnete Atomion einschließt.

magnetischen Moments des Kerns (Atomions). Gemäß der Figur hat man sich vorzustellen, daß das Elektron mit einer gewissen Drehgeschwindigkeit um die magnetische Achse des Kerns rotiert. Gemäß diesem Bilde von dem energetisch

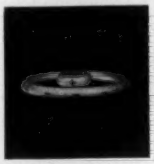

Abb. 1. *H*-Atom im energetisch tiefsten Zustand.

tiefsten Zustand des *H*-Atoms ist für diesen das elektrische Moment Null, in Übereinstimmung mit einem experimentellen Befund von Scheffers und mir[1]); das magnetische Gesamtmoment des *H*-Atoms für ihn ist gleich der Summe aus den magnetischen Momenten des Kerns und des Elektrons und praktisch gleich demjenigen des Elektrons, wenn dessen Moment sehr viel größer ist als dasjenige des Kerns.

Abb. 2. *He*-Atom im energetisch tiefsten Zustand.

In der Abb. 2 ist der energetisch tiefste Zustand des *He*-Atoms veranschaulicht. Sein Kern hat in ihr wieder die Form eines Rotationskörpers, um seine axiale Struktur und sein magnetisches Moment in seiner Figurenachse auszudrücken. In dieser sind die zwei Hüllenelektronen des *He*-Atoms auf den zwei Seiten des Kerns in gleichem Abstand so einander gegenübergestellt, daß ihre Achsen zusammenfallen mit derjenigen des Kerns und ihre Drehrichtungen und somit ihre magnetischen Momente entgegengesetzt sind. Gemäß diesem Bilde ist das elektrische Gesamtmoment des *He*-Atoms im energetisch tiefsten Zustand Null und sein magnetisches Gesamtmoment gleich demjenigen seines Kerns.

Wie ohne weiteres aus den vorstehenden Bildern des *H*- und *He*-Atoms zu ersehen ist, kann ihr energetisch tiefster Zustand ohne eine Ausstrahlung von elektromagnetischer Energie dauernd bestehen, da in ihm diese an den Hüllenelektronen und am Kern auf geschlossenen Bahnen sich bewegt.

3. *s*-, *p*-, *d*-Zustandsreihen.

Wenn die Achse des Elektrons im *H*-Atom oder eines der Elektronen im *He*-Atom in seiner energetisch tiefsten Lage durch die Arbeit von seiten einer äußeren Kraft aus der Achse des Kerns herausgedreht und zu einer Präzessionsbewegung um diese gezwungen wird, gerät auch der Kern infolge seines Kräfteverhältnisses zum Elektron in eine Präzessionsbewegung. Es erfolgt dann die Strömung der elektromagnetischen Energie im allgemeinen nicht mehr in geschlossenen Bahnen innerhalb des Feldes Elektron-Atomion, sondern es strömt dann ein gewisser Betrag von elektromagnetischer Energie in Form von Strahlung solange aus dem Feld Elektron-Atomion aus, bis wieder ein Zustand erreicht ist, in welchem die Energie auf geschlossenen Bahnen in dem Felde Elektron-Atomion strömen kann. Es ist nun denkbar und die Erfahrung bestätigt diese Vorstellung, daß es bestimmte Werte des Neigungswinkels zwischen Atomionachse und Elektronachse gibt, für welche die elektromagnetische Energie wieder auf geschlossenen Bahnen im Felde Elektron-Atomion strömt, für welche also keine Ausstrahlung von Energie erfolgt. Die Bewegungszustände des Systems Elektron-Atomion für diese durch Strahlungslosigkeit ausgezeichneten Zustände seien aus später ersichtlichen Gründen *s*-Zustände genannt. In der Abb. 3 ist ein *s*-Zustand in fünf Phasen für das *H*-Atom, in der Abb. 4 für das *He*-Atom dargestellt. In Abb. 5 ist eine Reihe von *s*-Zuständen durch die Neigungswinkel zwischen der Achse des Elektrons und derjenigen des Atomions (Kerns) veranschaulicht; die eingetragenen Zahlen (Neigungszahlen) sind Nummern für die von der Atomionachse weg aufeinanderfolgenden *s*-Neigungswinkel. Die Überführung des Systems Elektron-Atomion aus dem energetisch tiefsten 0*s* (1)-Zustand in einen *s*-Zustand von größerer Neigungszahl erfordert einen um so größeren Aufwand von Energie, je größer die Neigungszahl ist.

Wie man aus gewissen Erfahrungen folgern kann, ist innerhalb der Reihe der strahlungslosen *s*-Zustände die Drehgeschwindigkeit des Elektrons um seine eigene Figurenachse konstant; sie werde für die *s*-Zustände mit der

1) H. Scheffers und J. Stark, Physik. Zeitschr. **37**, 217, 1936.

Abb. 3. *H*-Atom in 5 Phasen der Präzessionsbewegung eines höheren *s*-Zustandes.

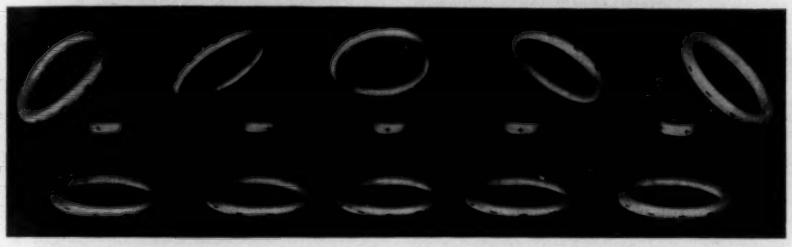

Abb. 4. *He*-Atom in 5 Phasen der Präzessionsbewegung eines höheren *s*-Zustandes.

Nummer (1) bezeichnet. Der Drehzahl (1) für den energetisch tiefsten Zustand ist ein bestimmter Abstand des Elektronmittelpunktes vom Kernmittelpunkt zugeordnet; er ist für das *H*-Atom Null, für das *He*-Atom von Null verschieden. Wie man aus weiteren gewissen Erfahrungen folgern kann, gibt es außer dem Werte der Drehgeschwindigkeit des Elektrons, den es im energetisch tiefsten Zustand hat, noch andere ausgezeichnete größere Werte, für welche die elektromagnetische Energie im Felde Elektron-Atomion auf geschlossenen Bahnen strömen kann, so daß keine Ausstrahlung statthat. Die strahlungslosen Zustände, deren Drehzahl unmittelbar auf die Drehzahl (1) des tiefsten Zustandes folgt, seien *p*-Zustände genannt und ihnen die Drehzahl (2) zugeordnet. Die auf sie mit der Drehzahl (3) folgenden Zustände seien *d*-Zustände genannt. Wie es eine Reihe von *s*-Zuständen mit verschiedenen Neigungszahlen 0, 1, 2, ... gibt, so auch eine Reihe von Neigungszahlen 0, 1, 2 ... für die *p*- und die *d*-Zustände. Diese Verhältnisse sind in Abb. 5 veranschaulicht.

Den aufeinanderfolgenden Werten der Drehzahlen (1), (2), (3) ... in den *s*-, *p*-, *d*- ... Zuständen entsprechen aufeinanderfolgende Werte der Abstände Elektron-Atomkern und der elektromagnetischen Energie im System Elektron-Atomion. Mit wachsender Drehzahl wächst die elektromagnetische Energie im System Elektron-Atomion und zugleich der Abstand des Elektrons von seinem Atomion. Wenn beim *He*-Atom das eine Elektron in höhere strahlungslose Zustände von dem Atomkern fortrückt, rückt das zweite näher an diesen heran und schiebt sich

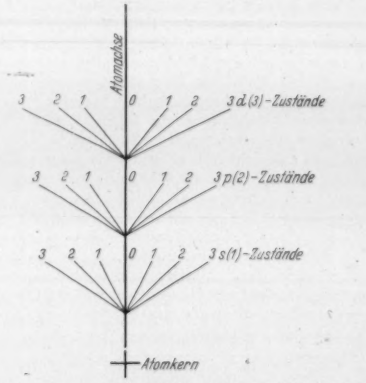

Abb. 5. Veranschaulichung von *s*-, *p*-, *d*-Zustandsreihen.

schließlich über ihn, so daß die Struktur des He^+-Ions derjenigen des *H*-Atoms im tiefsten Zustand ähnlich geworden ist.

Bei den vorstehenden Überlegungen ist stillschweigend vorausgesetzt, daß das System

Elektron-Atomion nicht einer äußeren Kraft, sondern allein seinen inneren Kräften unterworfen ist. Wird ein äußeres elektrisches Feld über das System Elektron-Atomion gelegt, so sucht dieses das innere elektrische Feld zwischen Elektron und Atomion sich parallel zu stellen; infolgedessen wird das kreiselnde Elektron zu einer Präzessionsbewegung um die Achse des äußeren Feldes gezwungen. Diese Einwirkung des äußeren elektrischen Feldes auf das System Elektron-Atomion hat zwei Wirkungen hinsichtlich des Auftretens strahlungsloser Zustände. Erstens werden die strahlungslosen Zustände, die ohne ein äußeres elektrisches Feld möglich sind, im allgemeinen um gewisse Beträge der an sie geknüpften Energie des Systems Elektron-Atomion geändert, die Funktionen der äußeren elektrischen Feldstärke sind. Zweitens kann die Forderung der Strahlungslosigkeit nur für bestimmte ausgezeichnete Lagen der Atomionachse zur Achse des äußeren Feldes erfüllt sein; es treten also entsprechend der neuen Präzessionsbewegung um die äußere Feldachse neue strahlungslose Zustände im elektrischen Felde auf, die außer durch die Dreh- und Neigungszahlen in bezug auf die Achse des Atomions noch durch eine Reihe von Zahlen („Feldzahlen") in bezug auf die Achse des äußeren Feldes zu charakterisieren sind.

Bei der vorstehenden Kennzeichnung der strahlungslosen Zustandsreihen des *H*- und *He*-Atoms ist angenommen, daß das magnetische Moment des in einen höheren strahlungslosen Zustand gehobenen Elektrons in allen Zuständen die gleiche Richtung (abgesehen von der Neigung gegen die Atomionachse) hat. Es ist aus gewissen Erfahrungen zu folgern, daß auch solche höhere strahlungslose Zustände bei beiden Atomen möglich sind, in denen das magnetische Moment des gehobenen Elektrons die entgegengesetzte Richtung zu derjenigen in seinem tiefsten Zustand hat. In diesem Falle ist außer der bis jetzt betrachteten Gruppe von *s*-, *p*-, *d*-Zustandsreihen noch eine zweite Gruppe von entsprechenden Zustandsreihen möglich. Wie weiter unten dargelegt ist, entsprechen den zwei Gruppen von Zustandsreihen zwei Gruppen von Serien (Ortho- und Paraserien).

4. Übergänge zwischen den strahlungslosen Zustandsreihen.

Das Elektron des *H*-Atoms oder ein Elektron des *He*-Atoms sei durch eine Energiezufuhr von außen aus dem energetisch tiefsten Zustand in einen höheren strahlungslosen Zustand gebracht. Wenn es aus diesem Anfangszustand durch eine Einwirkung von außen her, etwa durch den Stoß eines Elektrons, herausgedrängt wird, dann strömt die elektromagnetische Energie im System Elektron-Atomion nicht mehr in geschlossenen Bahnen, vielmehr tritt sie mehr und mehr aus ihren bisherigen Bahnen heraus und gleichzeitig mit dem Heraustreten von Energie aus dem bisherigen Stromfeld fällt das Elektron in der Richtung auf energetisch tiefere Zustände; während dieser Fallbewegung setzt sich die Herausdrängung elektromagnetischer Energie aus dem Feld-Elektron-Atomion fort nach Maßgabe des jeweiligen Bewegungszustandes und somit entsprechend der Annäherung an einen neuen, aber tieferen strahlungslosen Zustand. Bei der Ankunft in diesem (Endzustand) hat sich die Loslösung eines Energiebetrages gleich dem Energieunterschied des Anfangs- und des Endzustandes vollendet; einerseits läuft dieser Energiebetrag in der Form eines Lichtwirbels (Lichtquantums) mit einer bestimmten Frequenz in einer bestimmten Emissionsrichtung mit einer bestimmten Polarisation von dem System Elektron-Atomion fort, andererseits ist dieses in den stationären neuen strahlungslosen Zustand übergegangen.

Die Frequenz des Lichtwirbels, der beim Übergang des *H*- oder eines *He*-Elektrons von einem höheren zu einem tieferen strahlungslosen Zustand emittiert wird, ist gemäß dem Planckschen Quantengesetz gleich dem Verhältnis des Energieunterschiedes der zwei Zustände zur Konstante h, allerdings unter der Voraussetzung, daß die Energieänderung infolge des Stoßes von außen im höheren Zustand klein ist im Vergleich zu dem Energieunterschied der zwei strahlungslosen Zustände. Die Fortpflanzungsrichtung und die Polarisation des emittierten Lichtwirbels hängen zwar in erster Linie auch ab von den zwei strahlungslosen Zuständen, zwischen denen der Übergang des Elektrons erfolgte, nämlich von der Lage und Bewegung der Achsen des Elektrons und des Atomions in ihnen, aber außerdem von dem Zufall der Richtung, in welcher das Elektron aus dem oberen Zustand herausgestoßen wurde, und damit von dem Zufall, nach dem es einen der im allgemeinen sehr vielen Wege zwischen dem höheren und dem tieferen Zustand einschlägt.

Die vorstehenden allgemeinen Überlegungen seien nunmehr auf Linien derjenigen *H*- und *He*-Serien angewandt, über deren Emission in den Kanalstrahlen experimentelle Untersuchungen von mir und meinen Mitarbeitern vorliegen. In der Tafel I sind die *He*-Serien zweiter Ordnung zusammengestellt unter Angabe der üblichen Bezeichnungen für die Serien, der üblichen Gliednummern und der Wellenlängen in Ångström; unter die Gliednummern sind gesetzt die oben gekennzeichneten Buchstaben (*s*, *p*, *d*),

Zahlentafel I.

Serienart		Formel	Endzustand	Anfangszustände, Gliednummer m = 3	4	5	6
He-Orthoserien	Scharfe Nebenserie	$2p - ms$	$0p$ (2)	$2s$ (1)	$3s$ (1)	$4s$ (1)	$5s$ (1)
	Wellenlänge	—	—	7066	4713	4121	3868
	Hauptserie	$2s - mp$	$1s$ (1)	$1p$ (2)	$2p$ (2)	$3p$ (2)	$4p$ (2)
	Wellenlänge	—	—	3889	3188	2945	2829
	Diffuse Nebenserie	$2p - md$	$0p$ (2)	$0d$ (3)	$1d$ (3)	$2d$ (3)	$3d$ (3)
	Wellenlänge	—	—	5876	4472	4026	3820
He-Paraserien	Scharfe Nebenserie	$2P - mS$	$0P$ (2)	$2S$ (1)	$3S$ (1)	$4S$ (1)	$5S$ (1)
	Wellenlänge	—	—	7281	5047	4438	4169
	Hauptserie	$2S - mP$	$1S$ (1)	$1P$ (2)	$2P$ (2)	$3P$ (2)	$4P$ (2)
	Wellenlänge	—	—	5016	3965	3614	3448
	Diffuse Nebenserie	$2P - mD$	$0P$ (2)	$0D$ (3)	$1D$ (3)	$2D$ (3)	$3D$ (3)
	Wellenlänge	—	—	6678	4922	4388	4144
				H_α	H_β	H_γ	H_δ
	Wellenlänge	—	—	6563	4861	4340	4102
H-Serien	Scharfe Nebenserie	$2p - ms$	$0p$ (2)	$2s$ (1)	$3s$ (1)	$4s$ (1)	$5s$ (1)
	Hauptserie	$2s - mp$	$1s$ (1)	$1p$ (2)	$2p$ (2)	$3p$ (2)	$4p$ (2)
	Diffuse Nebenserie	$2p - md$	$0p$ (2)	$0d$ (3)	$1d$ (3)	$2d$ (3)	$3d$ (3)

hinter diese die ihnen zugeordneten Drehzahlen in Klammern (1), (2), (3), davor ohne Klammern die Neigungszahlen.

Die Zahlentafel enthält die wirklich beobachteten *He*-Serien zweiter Ordnung für den Fall, daß ihre Emission nicht unter dem Einfluß eines äußeren elektrischen oder magnetischen Feldes erfolgt. An ihr fällt zunächst die Tatsache auf, daß zwei Gruppen von Zustandsreihen und darum zwei Gruppen von Serien auftreten, die sogenannten Ortho- und die Paraserien. Ferner fällt die Tatsache auf, die ich durch eingehende experimentelle Untersuchungen nachgeprüft habe, daß keine Serien auftreten, die Übergängen zwischen Ortho- und Parazuständen entsprechen würden. Diese zwei Tatsachen sind auf Grund der obigen allgemeinen Überlegungen so zu deuten, daß in der Gruppe der Parazustände das gehobene oder angeregte Elektron in bezug auf das zweite *He*-Elektron sein magnetisches Moment in entgegengesetzter Lage im Vergleich zur Lage in den Orthozuständen gestellt hält; ein Übergang aus einem Para- in einen Orthozustand würde also eine Umkehrung des magnetischen Momentes vor oder während seiner Fallbewegung erfordern.

Weiter fällt an der Zahlentafel auf, daß in ihr nicht die Serien vertreten sind, welche Übergängen innerhalb einer und derselben Zustandsreihe bei konstanter Drehzahl entsprechen, z. B. die Serie $2p - mp$, welche im Falle der Einwirkung eines äußeren elektrischen Feldes in merklicher Intensität auftritt. Diese Tatsache mag sich so deuten lassen, daß ein von außen her auf das *He*-Elektron stoßendes, es aus seinem strahlungslosen höheren Zustand werfendes Elektron vermöge seines magnetischen Momentes nicht bloß die Achsenneigung, sondern in den meisten Fällen auch gleichzeitig die Drehzahl des gestoßenen *He*-Elektrons ändert und damit den Übergang in einen Zustand anderer Drehzahl einleitet.

Endlich fällt an der Zahlentafel auf, daß in ihr die Serie fehlt, welche den Übergängen aus den d-Zuständen in den $1s$ (1)-Zustand entsprechen würde. Diese Tatsache wird an Hand der Abb. 5 verständlich. Wie aus ihr zu ersehen ist, müßte bei den betrachteten Übergängen das fallende Elektron den Fächer der p-Zustände durchschreiten; dies ist ihm indes in der Regel nicht möglich, weil es in einem p-Zustand hängen bleibt. Allerdings vermag ein genügend starkes äußeres elektrisches Feld, wie die Erfahrung lehrt, den Durchgang des fallenden Elektrons durch den Fächer der p-Zustände zu erzwingen, so daß dann die erwartete Serie $2s - md$ in merklicher Intensität auftritt.

Beim Wasserstoffatom dürfen wir wohl auch annehmen, daß im System Elektron-Atomion zwei Gruppen von strahlungslosen Zustandsreihen und ihnen entsprechend zwei Gruppen von Serien vorkommen, je eine Gruppe für die Stellung des magnetischen Moments des Elektrons gleich und entgegengesetzt gerichtet zum magnetischen Moment des positiven Kerns. Nur ist zu erwarten, daß der energetische Unterschied der zwei Zustandsgruppen und der Frequenzunterschied der entsprechenden Serien nicht so groß ist wie bei den Ortho- und Paraserien des Heliums. Bekanntlich sind die Linien

der Balmerserie enge Duplets; es ist darum zu vermuten, daß diese Dupletkomponenten den Ortho- und Paraserien des Heliums entsprechen. Innerhalb einer jeden Dupletkomponente sind nach den zuverlässigsten Feinstrukturanalysen und nach der Aufspaltung durch ein elektrisches Feld drei Komponenten, nämlich je eine scharfe Nebenserien-, eine Hauptserien- und eine diffuse Nebenserienlinie enthalten, wie ich in einer früheren Schrift[1]) ausführlich dargelegt habe. Die in der Zahlentafel für die Wasserstofflinien eingetragenen Bezeichnungen gelten für jede der zwei Dupletkomponenten.

5. Axiale Ordnung von Kanalstrahlen.

Aus der Tatsache der Polarisation der bewegten Lichtemission von Kanalstrahlen habe ich schon vor längerer Zeit[1]) den Schluß gezogen und neuerdings[2]) experimentell begründet, daß unter gewissen Umständen die lichtemittierenden Kanalstrahlen axial geordnet sind. Aus Beobachtungen von Ritschl, Bomke und mir[3]) über den Einfluß eines magnetischen Feldes auf diese Polarisation habe ich gefolgert, daß es die Begegnungen der Kanalstrahlenatome mit freien Elektronen (Kathodenstrahlen) sind, welche die axiale Ordnung der Kanalstrahlen und damit die Polarisation ihrer Lichtemission bedingen. Durch ein mit den Kanalstrahlen koaxiales Magnetfeld werden nämlich die im Kanalstrahlenbündel auftretenden langsamen Kathodenstrahlen im Bündel zusammengehalten und zu zahlreichen Begegnungen mit den Kanalstrahlen gebracht, so daß die axiale Ordnung der Kanalstrahlen und damit die Polarisation ihrer Lichtemission vergrößert wird. Ist diese Auffassung richtig, so muß die axiale Ordnung und damit die Polarisation verringert werden, wenn die Zahl der freien Elektronen in dem Kanalstrahlenbündel verringert wird. Dies kann dadurch geschehen, daß man die freien Elektronen aus dem Kanalstrahlenbündel durch ein quer zu ihm gestelltes elektrisches Feld heranzieht. Diese Folgerung ist durch eine experimentelle Untersuchung von mir und Verleger[4]) bestätigt worden.

Die Vorstellung der axialen Ordnung von Kanalstrahlen ist zunächst aus der Tatsache der Polarisation der Lichtemission gefolgert und zusammen mit der Vorstellung einer Axialität der Atomstruktur eingeführt. In meiner Schrift[1]) darüber habe ich den Versuch gemacht, die axiale Ordnung und die durch sie bedingte Polarisation auf Grund der Bohrschen Vorstellung von Bahnen des punktförmigen Elektrons um den positiven Atomkern zu deuten. Aber ich habe bald darauf eingesehen, daß diese Deutung ebensowenig der Wirklichkeit entsprechen kann, wie überhaupt die grundlegende Bohrsche Vorstellung von ausgezeichneten Planetenbahnen des punktförmig angenommenen Elektrons um den positiven Atomkern. Dagegen werden die axiale Ordnung von Kanalstrahlen und die dadurch bedingte Polarisation ihrer Lichtemission sowie die Gesetzmäßigkeiten dieser Erscheinung leicht verständlich auf Grund der oben entwickelten Vorstellungen über die strahlungslosen Zustände des *H*- und *He*-Atoms sowie auf Grund der unterdes festgestellten Tatsache, daß es die Begegnungen mit freien Elektronen sind, welche die axiale Ordnung und die Polarisation bedingen.

Wenn ein Kanalstrahlenatom, an dem ein Elektron in einem höheren strahlungslosen Zustand sich bewegt, auf seinem Wege in die Nähe eines freien Elektrons kommt, so wird eine abstoßende elektrische Kraft wirksam zwischen dem gehobenen Atomelektron und dem freien Elektron; dieses wird in Richtung der Kanalstrahlengeschwindigkeit, jenes entgegengesetzt nach rückwärts gestoßen. In diesen Richtungen ist die abstoßende Kraft zwischen den zwei Elektronen wirksam, bis die Achse durch beide senkrecht steht auf der Kanalstrahlengeschwindigkeit, bis also beide aneinander vorbeigehen. Danach kehrt sich zwar die abstoßende Kraft an einem jeden von ihnen um, aber die wechselseitigen Impulse, die sie sich nach dem Vorbeigang geben, sind nicht so groß wie die wechselseitigen Impulse vor dem Vorbeigang, weil infolge ihrer wechselseitigen Abstoßung ihr durchschnittlich wirksamer Abstand nach dem Vorbeigang größer als zuvor ist; es bleibt also die abstoßende Wirkung, welche das Atomelektron nach rückwärts entgegen der Kanalstrahlengeschwindigkeit wirft, im Übergewicht. Zusammen mit dem mit ihm verbundenen Atomelektron wird dessen Atomion in dem Sinne gedreht, daß seine Achse parallel der Achse der in Kanalstrahlen sich zu stellen sucht. Diese Verkleinerung des Winkels zwischen der Atomionachse und der Kanalstrahlenachse wird um so größer, je öfter sich der Vorgang der Begegnung zwischen dem betrachteten angeregten Kanalstrahlenatom und freien Elektronen wiederholt.

Der vorstehende Vorgang der axialen Einstellung von Kanalstrahlenatomionen infolge ihrer Begegnung mit freien Elektronen spielt sich sowohl ab, wenn das gehobene Elektron in einem

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, S. 16–30, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.

2) J. Stark und M. Schön, Physik. Zeitschr. **37**, 431, 1936.

3) J. Stark, R. Ritschl und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **37**, 427, 1936.

4) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 357, 1937.

Zustand von der Neigungszahl o (Zusammenfallen zu Atomion- und Elektronachse) sich befindet, als auch dann, wenn die Neigungszahl größer ist, das gehobene Elektron also eine Präzessionsbewegung um die Atomionachse ausführt. Denn infolge dieser Präzessionsbewegung erfährt es in allen Azimuten rund um die Atomionachse die gleiche rückstoßende Kraft von seiten der begegnenden freien Elektronen.

In einem Bündel von zahlreichen Kanalstrahlen ist gemäß dem Spiele des Zufalls ihrer einzelnen Begegnungen mit freien Elektronen für die verschiedenen einzelnen Kanalstrahlenatome die axiale Einstellung auf die Kanalstrahlenachse verschieden groß. Der ideale Grenzfall, daß die Achsen aller Kanalstrahlenatome genau parallel der Kanalstrahlenachse sind, ist in der Wirklichkeit nicht zu erreichen. Trotzdem ist auch die in Wirklichkeit zu erreichende teilweise axiale Ordnung deswegen von großer Bedeutung, weil sie die Möglichkeit bietet zu experimentellen Untersuchungen über die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur.

6. Intensitätsverhältnis von Serienlinien, insbesondere in der Emission durch Kanalstrahlen.

Gemäß den oben entwickelten Vorstellungen ist die Intensität einer Serienlinie von seiten eines Haufens von Atomen proportional der sekundlichen Zahl der Übergänge zwischen den zwei der Linie zugeordneten strahlungslosen Zuständen. Die Häufigkeit der Übergänge ist ihrerseits proportional der sekundlichen Zahl a des Eintreffens der wirkenden Elektronen im höheren Anfangszustand und der sekundlichen Zahl b ihres Eintreffens im tieferen Endzustand; es ist somit die Intensität der Serienlinie proportional dem Produkt $a\,b$.

Sowohl die Zahl a wie die Zahl b hängt ab von der Art der zwei strahlungslosen Zustände und somit von der Atomstruktur, aber außerdem hängen beide ab von den äußeren Bedingungen, welche das Eintreffen der wirkenden Elektronen in den zwei Zuständen mitbestimmen. Das Intensitätsverhältnis zweier Serienlinien eines Atoms hängt darum nicht allein von dessen Struktur ab, sondern auch noch von den äußeren Bedingungen in dem Atomhaufen, von dem sie emittiert werden. Diese Folgerung steht im Einklang mit zahlreichen Erfahrungen über das Intensitätsverhältnis zweier Linien innerhalb einer Serie wie über das Intensitätsverhältnis zweier Linien verschiedener Serien oder zweier Komponenten einer Linie im elektrischen Feld[1]).

1) J. Stark, Ann. d. Phys. **1**. 1020. 1929.

Diese allgemeine Überlegung und Feststellung sei nun angewandt auf die Emission von *H*- und *He*-Serienlinien durch Kanalstrahlen. Wie bekannt ist, kommen an Kanalstrahlen zwei Arten von Emission derselben Linie vor, die sogenannte bewegte Emission von seiten der bewegten Kanalstrahlenatome selbst und die ruhende Emission von seiten der von ihnen gestoßenen ruhenden Atome. Es seien verglichen das Intensitätsverhältnis $\frac{I_1}{I_2} = \frac{a_1 b_1}{a_2 b_2}$ zweier bewegter Serienlinien und das Intensitätsverhältnis $\frac{I_1'}{I_2'} = \frac{a_1' b_1'}{a_2' b_2'}$ derselben ruhenden Serienlinien.

Zunächst sei der Fall betrachtet, daß die zwei Linien derselben Serie angehören, daß ihnen also der gleiche Endzustand zugeordnet ist und nur die Anfangszustände durch ihre Neigungszahlen sich unterscheiden. Und zwar soll die Linie λ_1 eine kleinere Neigungszahl im Anfangszustand etwa o oder 1 zugeordnet sein als der Linie λ_2. Ermittelt[1]) man experimentell das Intensitätsverhältnis der zwei Linien für den Fall der ruhenden Emission und für den Fall der bewegten Emission bei merklicher Polarisation, also bei axialer Ordnung der Kanalstrahlen, so ergibt sich das Verhältnis $\frac{I_1}{I_2}$ für die bewegte Emission größer als das Verhältnis $\frac{I_1'}{I_2'}$ für die ruhende Emission; oder mit anderen Worten, es fällt die Intensität entlang der Serie für die bewegte Emission rascher ab als für die ruhende Emission. Diese Erscheinung ist auf Grund der entwickelten Vorstellungen so zu deuten. Durch die wechselseitige Kraft zwischen dem gehobenen Elektron eines Kanalstrahlenatoms und einem ihm begegnenden freien Elektron wird jenes sowohl in der Richtung von seinem Atomion weg wie seine Achse bei einer Neigungszahl größer als Null auf die Atomachse zu getrieben; infolge dieser Wirkung wird im Falle der bewegten Emission die Zahl a_1 des Eintreffens des gehobenen Elektrons in den Anfangszuständen kleiner Neigungszahl im Vergleich zur ruhenden Emission vergrößert, so daß das Verhältnis $\frac{a_1 b_1}{a_2 b_2}$ größer wird als das Verhältnis $\frac{a_1' b_1'}{a_2' b_2'}$.

Nunmehr sei das Intensitätsverhältnis von Linien betrachtet, die verschiedenen Serien angehören; wegen der Rolle, welche in ihm die Neigungszahl spielt, sei die Betrachtung auf den Fall beschränkt, daß die Anfangszustände der zwei Linien die gleiche Neigungszahl haben;

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**. 359. 1937.

insonderheit sei ins Auge gefaßt das Verhältnis der Intensität der diffusen *He*-Nebenserienlinie $4472 = o\,p\,(2) - 1\,d\,(3)$ zur *He*-Hauptserienlinie $3889 = 1\,s\,(1) - 1\,p\,(2)$ (Zahlentafel), und zwar sowohl in der bewegten wie in der ruhenden Emission. Wie die Abb. 5 veranschaulicht, liegt die Reihe der *d*-Zustände etwas entfernter vom Atomkern als die Reihe der *p*-Zustände. Durch die wechselseitige Kraft zwischen dem gehobenen Elektron am Kanalstrahlenatom und dem ihm begegnenden freien Elektron kann darum das gehobene Elektron aus den *p*-Zuständen in den entfernter liegenden Zustand $1\,d\,(3)$ geschoben werden; allgemeiner wird wieder die Zahl des Eintreffens des Atomelektrons in dem Zustand $1\,d\,(3)$ für die bewegte Emission vergrößert und gleichzeitig dementsprechend die Zahl des Eintreffens im Zustand $1\,s\,(1)$ verringert, und zwar beides im Vergleich mit dem Fall der ruhenden Emission. Auf Grund dieser Überlegungen ist also zu erwarten, daß das Verhältnis der Intensität der Linie 4472 zur Intensität der Linie 3889 für den Fall der bewegten Emission erheblich größer ist als für den Fall der ruhenden Emission. Dies ist in der Tat durch die experimentelle Untersuchung von mir und Verleger[1]) festgestellt worden.

Für das Verhältnis der Intensität der *He*-Linie $4713 = o\,p\,(2) - 3\,s\,(1)$ zur Intensität der *He*-Linie $3820 = o\,p\,(2) - 3\,s\,(1)$ liegt der Fall anders. Es ist nämlich bei der Linie 4713, wie die Abb. 5 veranschaulicht, der Endzustand $o\,p\,(2)$ etwas entfernter vom Atomkern als der Anfangszustand $3\,s\,(1)$. Durch die abstoßende Kraft zwischen dem gehobenen Atomelektron und dem ihm begegnenden freien Elektron wird darum jenes gerade in die Richtung nach dem tieferen Zustand verschoben, die Zahl des Eintreffens in dem Endzustand der Linie 4713 also vergrößert. So wird das von mir und Verleger gefundene experimentelle Ergebnis verständlich, daß das Verhältnis der Intensität der Linie 4713 zu derjenigen der Linie 3820 in der bewegten Emission größer ist als in der ruhenden Emission.

Die vorstehenden Überlegungen und die dadurch angeregten experimentellen Untersuchungen von mir und Verleger beziehen sich auf den Fall, daß die Emissionsachse für die ververglichenen Linien senkrecht auf der Kanalstrahlenachse steht. Da nach einem früheren Befund[2]) von mir die Intensität der Emission einer bewegten Linie von seiten eines axial geordneten Kanalstrahlenbündels für verschiedene Neigungen der Emissionsachse zur Kanalstrahlenachse im allgemeinen verschieden groß ist, dürften auch die oben betrachteten Intensitätsverhältnisse für andere Emissionsachsen von den Werten für die senkrechte Stellung abweichen.

7. Polarisation der Lichtemission axial geordneter Kanalstrahlen.

Oben habe ich eine Skizze gegeben von dem elementaren Vorgang der Ablösung eines Lichtwirbels aus dem Felde Elektron-Atomion beim Übergang des Elektrons aus einem höheren in einen tieferen strahlungslosen Zustand. Während die Frequenz des Lichtwirbels einwertig durch den Energieunterschied zwischen den zwei Zuständen gegeben ist, kann die Neigung der Emissionsachse gegen die Atomionachse und die mit ihr verknüpfte Polarisation (Verteilung des elektromagnetischen Feldes um die Emissionsachse) des Lichtwirbels verschiedene Werte annehmen entsprechend den verschiedenen Übergangswegen zwischen den zwei strahlungslosen Zuständen. Aus der Zahl dieser verschiedenen Fälle sei für die nachstehenden Überlegungen der Fall herausgegriffen, daß die Emissionsachse senkrecht auf der Atomionachse steht. Dieser Fall war nämlich angenähert bei denjenigen experimentellen Untersuchungen von mir und meinen Mitarbeitern verwirklicht, bei denen die Emissionsachse (Sehachse) senkrecht auf dem teilweise axial geordneten Kanalstrahlenbündel stand.

Nach der oben gegebenen Skizze von dem elementaren Vorgang der Lichtemission steht die Achsenlage des elektrischen Vektors im emittierten Lichtwirbel mit der Achsenlage des elektrischen Vektors im elektrischen Feld Elektron-Atomion sowohl im höheren wie tieferen Zustand unmittelbar vor der Emission in Zusammenhang. Aus der Zahl der möglichen Fälle dieser Art sei der Fall der *He*-Linie $5876 = o\,p\,(2) - o\,d\,(3)$ betrachtet, bei welcher im idealen Falle der vollkommenen axialen Ordnung der Kanalstrahlen sowohl im höheren wie im tieferen Zustand der Neigungswinkel der Elektronachse gegen die Atomachse Null ist. Wenn also unmittelbar vor der elementaren Emission der Linie 5876 das gehobene Elektron aus dem Anfangszustand $o\,d\,(3)$ in den Endzustand $o\,p\,(2)$ übergeht, so führt das elektrische Feld zwischen ihm und seinem Atomion wenigstens zum Teil parallel der Atomachse, also parallel der Achse der Kanalstrahlen eine Schwankung aus. Es ist darum zu erwarten, daß der infolge des Überganges (Schwankung) emittierte Lichtwirbel mit seinem elektrischen Vektor überwiegend parallel der

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 359, 1937.

2) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.

Kanalstrahlenachse schwingt. In der Tat ist die *He*-Linie 5876 für eine Emissionsachse senkrecht zur Kanalstrahlenachse in der Weise polarisiert, daß die elektrisch parallel zur Kanalstrahlenachse schwingende Intensität Ip größer ist als die elektrisch senkrecht dazu schwingende Intensität Is, und zwar ist das Verhältnis $\frac{Ip}{Is}$, die „Polarisation", um so größer, je größer die Zahl der freien Elektronen im Kanalstrahlenbündel und damit die axiale Ordnung in diesem ist.

Diese Folgerung gilt für die Polarisation der *He*-Linie 5876, bei der sowohl der höhere wie der tiefere Zustand die Neigungszahl o hat. Von ihr weg ist für andere Serienlinien (Übergänge) zu folgern, daß ihre Polarisation in einer Emissionsachse senkrecht zur Kanalstrahlenachse um so kleiner ist, je größer die Neigungszahlen ihres Anfangs- und ihres Endzustandes sind. So ist zu erwarten, daß längs einer Serie, insonderheit der diffusen Nebenserie, die Polarisation mit steigender Gliednummer abnimmt. Jene allgemeine und diese besondere Folgerung ist durch die experimentelle Untersuchung von mir und Verleger[1]) für die Balmer-*H*-Serie und für mehrere Serien des Heliums bestätigt worden.

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschrift **38**, 360, 1937.

Berlin-Charlottenburg, 8. Februar 1937.

(Eingegangen 1. April 1937.)

Einfluß der Elektronenzahl auf die Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen.

Von J. Stark und H. Verleger.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Gemäß einer früheren experimentellen Untersuchung[1]) ist die Wechselwirkung zwischen Kanalstrahlenatomen und begegnenden freien Elektronen während ihrer wechselseitigen Streifung der Grund für diejenige Polarisation des bewegten Leuchtens, in welcher die elektrisch parallel der Kanalstrahlenachse schwingende Intensität Ip größer ist als die senkrecht dazu schwingende Intensität Is. Ein mit dem Kanalstrahlenbündel koaxiales Magnetfeld hält nämlich die freien Elektronen durch ihre von ihm bewirkte Ablenkung in dem Raum des Bündels zusammen und vergrößert so die Zahl der streifenden Begegnungen zwischen Kanalstrahlenatomen und freien Elektronen. Auf diese Weise vergrößert ein koaxiales Magnetfeld erheblich die Polarisation der bewegten Linien der Kanalstrahlen im Vergleich zu dem Wert der Polarisation ohne Magnetfeld. Gemäß den Darlegungen[1]) des einen von uns war zu erwarten, daß eine Verringerung der Zahl der freien Elektronen in einem Kanalstrahlenbündel durch ein quer zu diesem gestelltes elektrisches Feld eine Verringerung der Polarisation der bewegten Serienlinien zur Folge haben werde. Die experimentelle Prüfung dieser Erwartung war die Aufgabe der vorliegenden Untersuchung.

Die Versuchsanordnung bei der vorliegenden Untersuchung war die gleiche wie in den früheren Untersuchungen[2]) des einen von uns und seiner Mitarbeiter über die Polarisation der Lichtemission der Kanalstrahlen. Es lief nämlich ein 1,5 mm dickes Kanalstrahlenbündel aus dem Entladungsraum durch einen Kanal in den Beobachtungsraum. Um in den zwei Räumen zwei verschiedene Gase getrennt voneinander zu halten, wurden in der bekannten Weise die Gase aus dem Kanal durch zwei seitliche weite Rohre von zwei Pumpen großer Leistung abgesaugt. Ziemlich unmittelbar hinter der Kanalöffnung im Beobachtungsraum lief das Kanalstrahlenbündel zwischen den zwei Elektroden eines quer zu ihm gestellten elektrischen Feldes. Um das Gebiet der Strömung zwischen den zwei Elektroden abzugrenzen, war über die zwei Elektroden ein Gehäuse aus Glimmer geschoben, das für den Ein- und Austritt des Kanalstrahlenbündels entsprechende Öffnungen besaß. In die Stirnfläche der einen büchsenartigen Elektrode war ein 1 mm breiter Schlitz geschnitten. Durch diesen hindurch lief die zu untersuchende Lichtemission zum Spektrographen. Auf Grund dieser Anordnung stand also die Achse des elektrischen Feldes senkrecht zur Kanalstrahlenachse und die zu untersuchende Lichtemission erfolgte in der Achse des elektrischen Feldes senkrecht zur Achse der Kanalstrahlen. Der Abstand jeder Elektrode von dem Kanalstrahlenbündel betrug 6 mm bei einem Elektrodendurchmesser von 11 mm. Durch Messung der Stromstärke zwischen den Elektroden für eine Reihe von Spannungsdifferenzen zwischen ihnen wurde festgestellt, daß oberhalb einer Spannungsdifferenz von 300 Volt nahezu Sättigung der Stromstärke bestand; für die Polarisationsbeobachtungen wurde darum eine Spannungsdifferenz von 360 Volt verwendet.

1) J. Stark, R. Ritschl und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **37**, 427, 1936.

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 354, 1937.

2) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, S. 54, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927.

Mit der vorstehenden Anordnung wurden für die zu untersuchenden Serienlinien zwei Reihen von Messungen der Polarisation durchgeführt, eine Reihe für den Fall, daß beide Elektroden miteinander verbunden waren, also kein elektrisches Feld auf das Kanalstrahlenbündel wirkte, und eine Reihe für den Fall, daß ein elektrisches Feld von rund 300 Volt/cm die freien Elektronen aus dem Kanalstrahlenbündel herauszog.

Durch den 1 mm weiten Schlitz in der einen Elektrode hindurch wurde ein kurzes Stück des Kanalstrahlenbündels über eine Wollastonplatte in zwei übereinander liegenden Bildern auf den Spalt des Spektrographen abgebildet. Die dabei verwendete Optik und das Verfahren zur Emittlung der Polarisation waren die gleichen, wie sie in der folgenden Mitteilung[1]) beschrieben sind.

Die Messungen wurden durchgeführt an *H*-Kanalstrahlen, die in Helium verliefen, also an bewegten *H*-Serienlinien und an *He*-Kanalstrahlen, die in Wasserstoff verliefen, also an bewegten *He*-Linien. Die dabei erhaltenen Werte für die Polarisation $\frac{Ip}{Is}$ ohne elektrisches und mit elektrischem Feld sind in der Zahlentafel zusammengestellt.

Linien		Polarisation Ip/Is ohne Feld	mit Feld
H-Linien	H_α 6563	1,17	1,02
	H_β 4861	1,10	1,01
	H_γ 4340	1,08	1,01
He-Linien	5876	1,12	1,03
	4472	1,06	1,02

Wie aus der vorstehenden Zahlentafel hervorgeht, wird durch ein elektrisches Feld, das quer zur Kanalstrahlenachse die freien Elektronen aus dem Kanalstrahlenbündel entsprechend dem Maße der Sättigungsstromstärke herauszieht, sowohl für die bewegten *H*-Balmer-Linien wie für die bewegten Linien der diffusen *He*-Orthonebenserienlinien die Polarisation so weit herabgesetzt, daß das Intensitätsverhältnis $\frac{Ip}{Is}$ nahezu den Wert 1 annimmt.

1) J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschrift **38**, 360, 1937.

Zusatz am 19. 4. 37. — Bei den früheren Messungen über den Einfluß eines magnetischen Feldes auf die Polarisation wurde durch dessen Wirkung die Zahl der Elektronbegegnungen in den Kanalstrahlen und damit die Polarisation vergrößert; bei den vorstehenden Messungen wurde durch ein elektrisches Feld die Zahl der Elektronbegegnungen in den Kanalstrahlen und damit die Polarisation verkleinert. Nun kann man die Zahl der freien Elektronen an einem Kanalstrahlenbündel dadurch vergrößern, daß man das Gas im Raum der Kanalstrahlen außer durch diese selbst, auch noch durch Kathodenstrahlen ionisiert und damit die Zahl der Elektronbegegnungen in den Kanalstrahlen vergrößert; es ist dann eine Vergrößerung der Polarisation zu erwarten. Zur Prüfung dieser Folgerung ließen wir die Kanalstrahlen hinter der Kathode einmal wie in den früheren Versuchen im Gas ohne Anwesenheit von Kathodenstrahlen und sodann unter den gleichen Bedingungen unter gleichzeitiger Ionisierung durch Kathodenstrahlen in der negativen Schicht eines Glimmstromes verlaufen. Dieser wurde in der Weise hergestellt, daß um das Kanalstrahlenbündel ein Metallhohlzylinder von 1 cm innerer Weite gelegt und zwischen seiner Innenfläche als Kathode und der Kanalstrahlkathode als Anode im Glimmstrom mit 1600 Volt Spannung hergestellt wurde; es verliefen dann die Kanalstrahlen in der von Kathodenstrahlen ionisierten negativen Schicht des Hilfsglimmstromes. In der nachstehenden Zahlentafel sind die Werte der Polarisation der untersuchten Linien zusammengestellt. Wie aus ihr hervorgeht, wird die Polarisation der bewegten *H*- und *He*-Linien durch die zusätzliche Vergrößerung der Zahl der Elektronbegegnungen infolge der Ionisierung durch Kathodenstrahlen vergrößert.

Linien		Polarisation Ip/Is ohne Kathodenstrahlen	mit Kathodenstrahlen
H-Linien	H_α 6563	1,17	1,21
	H_β 4861	1,11	1,14
He-Linien	5876	1,12	1,16
	4472	1,07	1,10

Berlin-Charlottenburg, 21. Februar 1937.

(Eingegangen 1. April 1937.)

Intensitätsverhältnis bewegter und ruhender Serienlinien des Wasserstoffs und Heliums.

Von J. Stark und H. Verleger.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die nachstehenden Messungen wurden angeregt durch Überlegungen[1]) des einen von uns; sie haben zum Gegenstand das Intensitätsverhältnis der aufeinander folgenden Linien innerhalb einer Serie und das Intensitätsverhältnis von Linien gleicher „Neigungszahl" aus verschiedenen Serien. Die elektrische und die optische Versuchsanordnung bei ihnen war die gleiche wie bei den Messungen in der vorhergehenden und der folgenden Mitteilung. Da in ihr nicht wie in diesen Intensitäten gleicher Wellenlänge miteinander auf photographischem Wege verglichen wurden, sondern Intensitäten verschiedener Wellenlänge, sind die auf photographischem Wege ermittelten Werte für die Intensitätsverhältnisse nicht, wie bei den anderen Messungen, den energetischen Intensitätsverhältnissen gleichzusetzen, sondern weichen von diesen als photographische Intensitätsverhältnisse etwas ab, und zwar um so mehr, je mehr die Wellenlängen der verglichenen Intensitäten verschieden sind. Diese Abweichungen stören indes deswegen nicht, weil die Intensitätsverhältnisse für die bewegte und die ruhende Emission miteinander verglichen werden, der Faktor für die Umrechnung in die energetischen Verhältnisse also bei beiden der gleiche ist und nur der Unterschied der beiden Verhältnisse in Betracht gezogen wird. Ausdrücklich sei noch bemerkt, daß bei den vorliegenden Messungen die farbenempfindliche Peromnia-Platte verwendet wurde.

In der nachstehenden Zahlentafel 1 sind für Serien des Heliums und Wasserstoffs die Intensitäten höherer Glieder der untersuchten Serien im Verhältnis zu der gleich 1 gesetzten Intensität

Zahlentafel 1.

Serienart	Wellenlänge	Alte Formel	Neue Formel	Bewegte Intensität	Ruhende Intensität
Diffuse *He*-Ortho-Nebenserie	5876	$2p - 3d$	$0p\,(2) - 0d\,(3)$	1	1
	4472	$2p - 4d$	$0p\,(2) - 1d\,(3)$	0,68	0,99
	4026	$2p - 5d$	$0p\,(2) - 2d\,(3)$	0,42	0,74
He-Ortho-Hauptserie	3889	$2s - 3p$	$1s\,(1) - 1p\,(2)$	1	1
	3188	$2s - 4p$	$1s\,(1) - 2p\,(2)$	0,6	0,83
Balmer-*H*-Serie	6563	$N\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{3^2}\right)$	$0p\,(2) - 2s\,(1)$ $1s\,(1) - 1p\,(2)$ $0p\,(2) - 0d\,(3)$	1	1
	4861	$N\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{4^2}\right)$	$0p\,(2) - 3s\,(1)$ $1s\,(1) - 2p\,(2)$ $0p\,(2) - 1d\,(3)$	0,89	0,99
	4340	$N\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{5^2}\right)$	$0p\,(2) - 4s\,(1)$ $1s\,(1) - 3p\,(2)$ $0p\,(2) - 2d\,(3)$	0,69	0,90
	4102	$N\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{6^2}\right)$	$0p\,(2) - 5s\,(1)$ $1s\,(1) - 4p\,(2)$ $0p\,(2) - 3d\,(3)$	0,52	0,70
	3970	$N\left(\frac{1}{2^2} - \frac{1}{7^2}\right)$	$0p\,(2) - 6s\,(1)$ $1s\,(1) - 5p\,(2)$ $0p\,(2) - 4d\,(3)$	0,35	0,45

des ersten untersuchten Gliedes angegeben, und zwar sowohl für die bewegte wie für die ruhende Emission. Hinter Wellenlänge sind in der Zahlentafel die alte und die neue Formel angegeben, die von dem einen von uns in seiner angeführten Mitteilung[1]) vorgeschlagen wurde. Wie aus der Zahlentafel zu ersehen ist, nimmt in der diffusen Orthonebenserie und in der Orthohauptserie des Heliums und in der Balmerserie des Wasserstoffs die Intensität entlang der Serie für die bewegte Emission erheblich rascher ab als für die ruhende Emission. Bei diesem Vergleich ist zu beachten, daß sowohl die ruhende wie die bewegte Intensität durch den Stoß von Kanalstrahlenteilchen gleich großer kinetischer Energie zur Emission gebracht wird. Der Unterschied im Intensitätsfall entlang den Serien kann darum lediglich infolge der Bewegung, und zwar infolge einer Wechselwirkung zwischen den Kanalstrahlenatomen und ihnen begegnenden Teilchen

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 353, 1937

verursacht werden. Unter Zugrundelegung des von dem einen von uns vorgeschlagenen Begriffes der Neigungszahl (Zahl vor s, p, d) kann die obige Gesetzmäßigkeit auch so formuliert werden: Entlang einer *He*-Serie und der Balmerserie ist die Intensität einer bewegten Serienlinie im Vergleich zu ihrer ruhenden Intensität um so kleiner, oder sie wird durch die Begegnungen infolge der Bewegung um so mehr geschwächt, je größer ihre Neigungszahl ist.

Bei den vorstehenden Untersuchungen stand die Emissionsachse senkrecht zur Kanalstrahlenachse. Für den Fall der Emission in der Richtung der Kanalstrahlengeschwindigkeit hat L. Vegard[1]) ebenfalls gefunden, daß die bewegte Intensität der Wasserstofflinie H_α im Verhältnis zu derjenigen von H_β größer ist als im Falle der ruhenden Emission.

Nach Einführung des Begriffes der Neigungszahl bietet der Vergleich des Intensitätsverhältnisses von Linien des Heliums gleicher Neigungszahl aus verschiedenen Serien für die bewegte und die ruhende Emission Interesse. Die Möglichkeit dazu bietet die Zahlentafel II. Eine Deutung der in ihr zutage tretenden Unterschiede in der Beeinflussung der Intensitäten infolge der Begegnungen der Kanalstrahlenatome mit freien Elektronen ist in einer früheren Mitteilung[2]) des einen von uns versucht.

Zahlentafel II.

Linien		Intensitätsverhältnis bewegt	Intensitätsverhältnis ruhend
4472	$0p(2)-1d(3)$	1,24	0,69
3889	$0s(1)-1p(2)$		
4713	$0p(2)-3s(1)$	0,84	0,66
3820	$0p(2)-3d(3)$		

1) L. Vegard, Ann. d. Phys. **39**, 143, 1912.
2) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 355, 1937.

Berlin-Charlottenburg, Februar 1937.

(Eingegangen 1. April 1937.)

Das Seriengesetz der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen.

Von J. Stark und H. Verleger.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

1. Einleitung.

Der Effekt der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen ist deswegen von großer Bedeutung, weil er bis jetzt die einzige optische Erscheinung ist, aus welcher ein Schluß auf die Axialität der Atomstruktur gezogen werden kann. Seine Erforschung und Deutung ist nunmehr leichter geworden, nachdem seine Ursachen[1]) in den Begegnungen der Kanalstrahlenatome mit freien Elektronen und in der Axialität[2]) der Atomstruktur erkannt sind.

Beim Vergleich der bisherigen Messungen der Polarisation der Lichtemission von Kanalstrahlen fällt auf, daß die Angaben verschiedener Beobachter über die Werte des Intensitätsverhältnisses $\frac{I_p}{I_s}$ (Polarisation), ja daß sogar die Angaben der gleichen Beobachter für anscheinend gleiche Versuchsbedingungen (Gasdruck, Kanalstrahlengeschwindigkeit) erheblich voneinander abweichen. Der Grund hierfür ist weniger in der Ungenauigkeit der Meßmethoden, als vielmehr darin zu suchen, daß in den voneinander abweichenden Fällen vor allem die Zahlen der freien Elektronen in dem untersuchten Kanalstrahlenbündel und damit die Zahlen der Begegnungen zwischen Kanalstrahlenatomen und freien Elektronen verschieden waren. So hat der eine von uns zusammen mit H. Lunelund[3]) an einem 1—2 cm dicken zylindrischen Kanalstrahlenbündel erheblich größere Werte für die Polarisation gefunden als später zusammen mit M. Schön[4]) an einem Kanalstrahlenbündel von nicht ganz 1 mm Dicke. Der Grund für diesen Unterschied ist darin zu suchen, daß im zweiten Fall die Zahl der freien Elektronen im Bündel infolge ihres teilweisen Herausfliegens aus dem Bündel erheblich kleiner war als im ersten Falle.

Gemäß den Vorstellungen[5]), welche der eine von uns über den Zusammenhang zwischen Polarisation des Kanalstrahlenlichtes und der Neigung zwischen Elektronachse und Atomionachse entwickelt hat, ist eine gesetzmäßige Beziehung zwischen der Polarisation einer Linie und den Neigungszahlen in den zwei Zuständen zu erwarten, welche der Emission der Linie zugeordnet sind. Es ist insonderheit die Gesetzmäßigkeit zu erwarten, daß entlang einer Serie die Polarisation mit steigender Neigungszahl, also auch mit steigender Gliednummer abnimmt. Diese Gesetzmäßigkeit ist bereits erwiesen für die diffusen Ortho- und Paranebenserien des

1) J. Stark, R. Ritschl und H. Bomke, Physik. Zeitschr. **37**, 427, 1936; J. Stark und H. Verleger, Physik. Zeitschr. **38**, 357, 1937.
2) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission und Atomstruktur, Polytechnische Buchhandlung A. Seydel, Berlin 1927; J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 354, 1937.
3) J. Stark und H. Lunelund, Ann. d. Phys. **46**, 68, 1914.
4) J. Stark und M. Schön, Physik. Zeitschr. **37**, 431, 1936.
5) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 356, 1937.

Heliums durch Messungen des einen[1]) von uns allein sowie in Zusammenarbeit mit M. Schön[2]), ferner für das zweite und dritte Glied der scharfen Orthonebenserie des Heliums durch Messungen des einen von uns und M. Schön. Was die Balmerserie des Wasserstoffs betrifft, so hat zwar der eine von uns zusammen mit Lunelund schon im Jahre 1914 gefunden, daß entlang der Reihe der H-Linien H_α, H_β, H_γ die Polarisation abnimmt, aber in den späteren Messungen zusammen mit Schön schienen doch in einigen Versuchsreihen einige Ausnahmen von dieser Gesetzmäßigkeit aufzutreten. Aus diesem Grunde erschien eine sorgfältige Nachprüfung des Seriengesetzes der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes für den Fall des Wasserstoffs und bei dieser Gelegenheit auch für den Fall der diffusen Orthonebenserie des Heliums notwendig.

2. Verfahren.

Für die ersten Messungen der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes hat der eine von uns eine photographische Methode[3]) zur Bestimmung des Intensitätsverhältnisses $\frac{Ip}{Is}$ angegeben und ausgearbeitet. Bei ihr wird dieses Verhältnis aus der Differenz der Schwärzungen $Sp - Ss$ und dem Intensitätsfaktor m der verwandten photographischen Platte für den Fall der Normalschwärzung ermittelt. Diese Methode wurde in den Arbeiten mit Schön, Ritschl und Bomke durch eine andere ersetzt, die anscheinend unmittelbarer und genauer war; es wurden nämlich auf der photographischen Platte nach ihrer Belichtung mit dem Kanalstrahlenlicht durch einen Schwärzungsstufenkeil hindurch Intensitäts- bzw. Schwärzungsmarken aufgenommen und durch den Vergleich der Schwärzungen Sp und Ss mit ihnen die zugehörigen Intensitätsverhältnisse ermittelt. Indes hat sich herausgestellt, daß diese Methode nicht so zuverlässig arbeitet wie die frühere; infolge der geringen Ausdehnung der Schwärzungsstufen auf der photographischen Platte ist ihre Messung Zufälligkeiten unterworfen. Daher rühren wohl hauptsächlich die Schwankungen des Intensitätsverhältnisses $\frac{Ip}{Is}$ in den Messungen mit M. Schön. Aus diesem Grunde haben wir für die vorliegenden Untersuchungen die zweite Methode wieder aufgegeben und sind zu der ersten zurückgekehrt unter Einhaltung der Bedingungen für ihre Genauigkeit.

Eine gefährliche Fehlerquelle bei der Messung der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes liegt in der Polarisation durch die angewandte Abbildungsoptik. Um diese in Rechnung zu stellen, hat der eine von uns in seinen früheren Arbeiten auf diesem Gebiet sogenannte Basislinien benützt, von denen anzunehmen war und später erwiesen wurde, daß sie in der Emission durch Kanalstrahlen nicht polarisiert sind. Es waren dies vor allem Bandenlinien des Stickstoffs und Wasserstoffs. Da sie spektral nicht mit den zu untersuchenden Serienlinien zusammenfielen, so war es notwendig, von ihrer Polarisation durch die angewandte Optik auf deren Wert am spektralen Ort der zu untersuchenden Serienlinie zu interpolieren oder bei den langwelligen Serienlinien sogar zu extrapolieren. Dieses Verfahren mag auch ein Grund für Ungenauigkeiten in den Werten der Polarisation von Serienlinien infolge der Bewegung ihrer Kanalstrahlenträger gewesen sein. Da es uns bei der vorliegenden Untersuchung in erster Linie auf den Vergleich der Polarisationen der aufeinander folgenden Glieder einer Serie, weniger auf den absoluten Wert der Polarisation einer einzelnen Linie ankam, haben wir zwecks Berücksichtigung der Polarisation durch die angewandte Optik als Basislinien die ruhenden Serienlinien der zu untersuchenden bewegten Serienlinien benützt. Dies war um so notwendiger, als wir einen Quarzspektrographen verwendeten, bei dem infolge der optischen Drehung der spektrale Gang der optischen Polarisation besonders groß ist, so daß sie nicht leicht durch Inter- oder Extrapolation von einer Basislinie nach einer von ihr verschiedenen Serienlinie ermittelt werden kann. Freilich mußten wir bei diesem Verfahren einen Nachteil in Kauf nehmen. Es sind nämlich auch die ruhenden Serienlinien, wie von mehreren Seiten übereinstimmend festgestellt wurde, ein wenig polarisiert; indes beträgt die ruhende Polarisation immer nur einen Bruchteil der bewegten Polarisation. Gemäß diesem Vorgehen wurden also auf eine photographische Platte erst die bewegten Serienlinien, etwa die von H-Kanalstrahlen in Helium und danach die ruhenden H-Serienlinien aus der Emission von He-Kanalstrahlen in Wasserstoff aufgenommen. Aus der Schwärzungsdifferenz $Sp - Ss$ einer Linie für ihre bewegte Emission, der Schwärzungsdifferenz für ihre ruhende Emission und dem Intensitätsfaktor m der verwendeten photographischen Platte wurde dann in der früher angegebenen Weise die Polarisation der bewegten Serienlinie berechnet.

1) J. Stark, Die Axialität der Lichtemission usw., S. 82.
2) J. Stark und M. Schön, a. a. O.
3) J. Stark und H. Lunelund, Ann. d. Phys. 46, 68, 1914; J. Stark, Die Axialität der Lichtemission usw., S. 63.

Im einzelnen seien noch folgende Angaben über die verwendete Optik und die Versuchsbedingungen gemacht. Die Abbildung eines Ausschnittes aus dem Kanalstrahlenbündel auf den Spektrographenspalt erfolgte mit Hilfe eines Flußspatobjektivs von 30,4 cm Brennweite für sichtbares Licht. Der Quarzspektrograph hatte 1 Prisma und Objektive von ungefähr 54 cm Brennweite für die Mitte des von ihm abgebildeten Spektrums; seine Dispersion ist für H_α 130, für H_β 70, für H_γ 40 A/mm. Der Gasdruck in dem Raume hinter der Kathode, in dem die Kanalstrahlen verliefen, betrug in der vorliegenden und in den zwei vorhergehenden Untersuchungen 0,16 mm, der zur Erzeugung der Kanalstrahlen verwendete Kathodenfall 16000 Volt, die Stromstärke im Kanalstrahlenrohr 35 mA.

Zahlentafel.

Serienart	Linie	Formel	$\frac{Ip}{Is}$
H-Balmer-Serie	H_α	$0p(2) - 0d(3)$	1,18
	H_β	$0p(2) - 1d(3)$	1,11
	H_γ	$0p(2) - 2d(3)$	1,07
	H_δ	$0p(2) - 3d(3)$	1,00
	H_ε	$0p(2) - 4d(3)$	0,98
Diffuse *He*-Ortho-Nebenserie	5876	$0p(2) - 0d(3)$	1,12
	4472	$0p(2) - 1d(3)$	1,06
	4026	$0p(2) - 2d(3)$	1,03

In der vorstehenden Zahlentafel sind die Polarisationswerte zusammengestellt, welche für die darin angegebenen *H*- und *He*-Linien erhalten wurden. Durch sie wird für die diffuse *He*-Orthonebenserie erneut bestätigt und für die *H*-Balmerserie nunmehr endgültig festgestellt, daß entlang diesen Serien mit steigender Gliednummer die Polarisation der Emission durch Kanalstrahlen abnimmt. Vergleicht man die Polarisationswerte in der Zahlentafel mit den Neigungszahlen (Zahlen vor dem Zeichen *d*) in der danebengesetzten Linienformel, so springt die Gesetzmäßigkeit in die Augen, daß die Polarisation einer Serienlinie aus der Emission durch Kanalstrahlen um so kleiner ist, je größer die Neigungszahlen der ihr zugeordneten strahlungslosen Zustände sind. Diese Formulierung des Seriengesetzes der Polarisation begreift in sich auch den Unterschied zwischen der diffusen Nebenserie einerseits und der scharfen Nebenserie und der Hauptserie andererseits. Es ist ja durch Messungen des einen von uns allein und zusammen mit M. Schön experimentell festgestellt, daß die Glieder 4713 und 4121 (Gliednummer m 4 und 5) der scharfen *He*-Orthonebenserie viel weniger polarisiert sind als die Glieder gleicher Nummer der diffusen Nebenserie. Diese Serienlinien haben gemäß der Zahlentafel in der vorhergehenden Mitteilung[1]) des einen von uns die Neigungszahlen 3 und 4 in ihren zugeordneten höheren Zuständen. Gemäß der obigen Formulierung des Seriengesetzes der Polarisation des Kanalstrahlenlichtes müssen darum ihre Polarisationen mit denjenigen der Linien der 3820 und 3705 verglichen werden, also mit Linien der diffusen *He*-Orthonebenserie, deren Polarisation gemäß Extrapolarisation aus den Werten der obigen Zahlentafel sogar noch kleiner ist als diejenige der Linie 4026 (Neigungszahl 2).

Ähnliches gilt für die *He*-Orthohauptserienlinie 3889 mit der Formel $1s(1) - 1p(2)$. Sie hat sowohl im zugeordneten höheren wie im tieferen Zustand die Neigungszahl 1; es ist darum zu erwarten, daß ihre Polarisation erheblich kleiner ist als diejenige der diffusen Nebenserienlinie 5876 (Neigungszahlen 0), obwohl beide die gleiche Gliednummer 3 haben. Dies ist in der Tat der Fall. So sehr nämlich die bisherigen Angaben über die Polarisation dieser Linie auseinandergehen, so stimmen sie doch darin überein, daß sie kleiner als die Werte für die Linie 5876 sind.

1) J. Stark, Physik. Zeitschr. **38**, 353, 1937.

Berlin-Charlottenburg, Februar 1937.

(Eingegangen 1. April 1937.)

Die Erforschung des Erdinnern durch Emanationsmessung.

Von G. Aeckerlein.

Eine seit langem bekannte, auf R. Ambronn[1]) und E. Lorenser[2]) zurückgehende „radioaktive Aufschlußmethode" besteht darin, daß man Röhrensonden etwa 1 m tief in den Erdboden treibt, Bodenluft heraussaugt und ihren Gehalt an Radiumemanation mißt[3]). Maxima des Gehaltes können auf Ausmündung von Spalten im festen Gesteinsuntergrunde hindeuten. Über Untersuchungen dieser Art, die teils zu wissenschaftlich-geologischen, teils zu wasser- und bergbaulichen Zwecken ausgeführt

1) R. Ambronn, Zeitschr. f. angew. Geophys. **1**, 3, 1922; Methoden der angew. Geophys., S. 100, 1926.

2) E. Lorenser, Patentschrift DRP. Nr. 420511.

3) Die ersten Bodenluftuntersuchungen wurden von Elster und Geitel ausgeführt (Physik. Zeitschrift **3**, 574, 1902).

wurden, liegt eine Reihe von Veröffentlichungen vor[1].

Die Bedürfnisse des Bergbaus und der Tiefbohrung legen den Gedanken nahe, diese zu Messungen an der Erdoberfläche benutzte Methode auch beim Vordringen in die Tiefe anzuwenden. Im folgenden soll über einen ersten Versuch in dieser Richtung berichtet werden.

Gelegenheit hierzu bot eine Bohrung, die von der Stadt Annaberg im Gneis des Erzgebirges bis zu 123 m Tiefe niedergebracht wurde. Es handelte sich um eine sogenannte trockene Schlagbohrung, wobei ein Meißel das Gestein bis zur Feinkörnigkeit zerkleinert. Das Absaugen von Bodenluft am Grunde des Bohrkanals war technisch nicht möglich. Schon von wenigen Metern Tiefe an sammelte sich Wasser im Bohrloch und füllte es während des ganzen Bohrbetriebes dauernd an. Da dieses Wasser aber *Em* aus dem Gestein aufnimmt, gewissermaßen wie eine Sonde heraussaugt, so bestand einige Aussicht, den *Em*-Gehalt einer Wasserprobe vom Grunde des Bohrkanals als Indikator für den *Em*-Gehalt und die *Em*-Abgabe des Gesteins und somit vielleicht für das Vorhandensein von Spalten benutzen zu können. Die nicht gerade großen Erwartungen in dieser Hinsicht wurden von dem Erfolg in einer Weise übertroffen, die es lohnend erscheinen ließ, diese Methode weiter zu entwickeln. Es zeigte sich, daß diese *Em*-Aufnahme durch Wasser aus dem Gestein unter Tage viel weniger Fehlerquellen unterworfen ist, als das übertägige Absaugen von Bodenluft mittels Sonde. In der Tiefe fallen die Schwankungen des *Em*-Gehaltes im Erdboden, die durch atmosphärische Einflüsse bedingt sind, ganz fort. Ebenso Fehler, die der Sondenmethode infolge ungenügender Abdichtung der Sonde, ungleicher Durchfeuchtung des Bodens und anderen Ursachen anhaften. Schon mit primitiven experimentellen Hilfsmitteln, wie sie bei diesem ersten Versuche zur Anwendung kamen, und ohne irgendwelche Berücksichtigung von seiten der Bohrverwaltung zu beanspruchen, gelang es, ein sauberes „radioaktives Profil" zu erhalten, d. h. eine Kurve, die den *Em*-Gehalt einer Wasserprobe vom Grunde des Bohrkanals als Funktion der erbohrten Tiefe darstellt. Die Entnahme der Wasserprobe erfolgte einfach mittels des beim Bohrbetrieb gebräuchlichen „Löffels", eines zylindrischen Eisengefäßes mit Klappventilen in Boden- und Deckfläche, die sich beim Hinablassen öffnen und beim Hochziehen schließen. Dieser Löffel fördert zugleich mit der Wasserprobe das zerstoßene und zerriebene Gestein, das sogenannte „Bohrklein", zutage.

Tabelle I.

Gemessene Werte.

Tiefe m	Wasseraktivität 10^{-12} Curie/cm³	Gesteinsaktivität 10^{-12} g*Ra*/cm³
8,0	0,33	—
14,0	0,51	—
22,0	1,42	—
23,0	5,42	—
31,0	2,48	—
34,0	—	2,5
36,0	2,15	—
40,0	1,53	—
45,0	—	2,4
48,0	1,13	2,8
56,5	1,35	2,1
65,0	1,60	2,8
72,0	1,31	2,7
76,0	1,06	2,2
85,5	0,55	2,1
90,0	—	1,7
93,0	1,09	2,5
95,3	1,17	—
98,0	1,31	—
100,5	1,49	—
102,5	1,31	3,0
106,0	1,31	3,1
108,0	1,42	3,1
110,0	1,13	1,4
110,5	1,64	2,4
112,0	1,42	2,2
113,2	—	2,2
113,4	1,46	—
114,5	1,57	1,9
115,6	1,57	2,5
116,3	1,64	—
117,5	1,49	2,4
118,1	1,46	—
120,0	1,35	2,9

1. Die Ergebnisse sind in Tabelle I, Spalte 1 und 2, und in Fig. 1, Kurve I wiedergegeben. „Tiefe" bedeutet die Tiefe des Bohrlochs, „Wasseraktivität" ist die *Em*-Konzentration in der vom Grunde des Bohrlochs entnommenen Wasserprobe, gemessen in Curie/cm³.

Kurve I zeigt 4 Maxima (bei 23, 65, 102,5 und 116 m Tiefe), außerdem bei 110 m eine Unstetigkeit. Am Ort des ersten Maximums, bei 23 m Tiefe, durchstieß die Bohrung eine wasserführende Kluft, wie am Auftreten größerer Wassermengen zu erkennen war. Am Ort des zweiten Maximums, bei 65 m Tiefe, zeigte das heraufgeholte Bohrklein verändertes Aussehen und Andeutung von Erzführung. Hier durchdrang die Bohrung also eine Gangspalte. Im Bereich des dritten und vierten Maximums (95 bis

1) Zum Beispiel P. Ludewig und H. Witte, Zeitschr. f. Geophys. **2**, 70, 1926; F. Müller, a. a. O. 3, 330, 1927; **7**, 241, 1931; Patriciu, Göttinger Beiträge zur saxon. Tektonik II, Abh. d. Preuß. Geolog. Landesanstalt, N. F. H. **116**, 163, 1930; Link und Schober, Gas- u. Wasserfach **69**, 225, 1926. Weitere Literatur bei R. Ambronn, Methoden der angew. Geophysik und im Handb. der Experim.-Physik **25**, III.

120 m Tiefe) ließ sich weder am Bohrklein noch am Auftreten neuen Wasserzuflusses das Vorhandensein von Spalten erkennen; doch war hier der Gneis etwas weniger widerstandsfähig, die Bohrung schritt rascher fort.

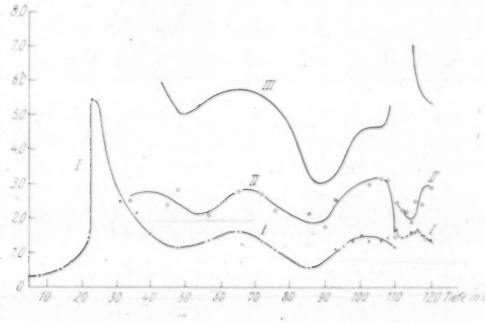

Fig. 1. Radioaktive Profile einer Tiefbohrung (bei Annaberg i. Erzgeb.).

I Wasseraktivität. Einheit 10^{-12} $\frac{\text{Curie}}{\text{cm}^3}$

II Gesteinsaktivität. Einheit 10^{-12} $\frac{\text{g Radium}}{\text{cm}^3}$

III $\frac{\text{Wasseraktivität}}{\text{Gesteinsaktivität}}$. Einheit 10^{-1} $\frac{\text{Curie}}{\text{g Radium}}$

Somit gibt nur das Maximum bei 65 m ein klares Bild von dem ursächlichen Zusammenhang des Vorhandenseins von Spalten mit einer erhöhten *Em*-Abgabe aus dem Gestein. Bei der Spalte in 23 m Tiefe ist dieser Zusammenhang verdeckt durch den Einbruch radioaktiven Wassers.

In Übereinstimmung mit den Bodenluftmessungen an der Erdoberfläche haben wir also ein Maximum der an das Wasser abgegebenen *Em*-Menge da, wo die Bohrung eine Spalte, einen Gang durchdringt.

2. Der erhöhte *Em*-Gehalt der Bodenluft über der Ausmündung einer Spalte nahe der Erdoberfläche und der erhöhte *Em*-Gehalt des Wassers im Bohrloch da, wo dieses eine Spalte durchdringt, kann herrühren entweder von einer radiumreicheren Füllung der Spalte oder von einer vergrößerten Abgabefähigkeit des Gesteins für *Em* oder schließlich von beiden Ursachen.

Um hierüber Aufschluß zu bekommen, wurden Gesteinsproben (Bohrklein) aus den verschiedenen Tiefen auf ihren Radiumgehalt untersucht.

Die übliche Methode der Radiumbestimmung, das Gestein in Lösung zu bringen und aus der Menge der in der Lösung entwickelten *Ra-Em* den *Ra*-Gehalt zu berechnen, lieferte hier wegen der Kleinheit der Gehalte (Größenordnung 10^{-12} g *Ra* auf 1 g Gestein) nicht genügend genaue Ergebnisse, um die Unterschiede im *Ra*-Gehalt hinreichend sauber zu erhalten. Dagegen war es möglich, durch wiederholte Messung einer Gesteinsprobe nach dieser Methode einen gut gesicherten Einzelabsolutwert zu gewinnen. Diese Messung führte der Geologe und Chemiker Herr Dr. C. Genser im hiesigen Institute aus. Es ergab sich für eine Gesteinsprobe aus 106 m Tiefe ein Gehalt von

$1{,}2 \cdot 10^{-12}$ g *Ra* auf 1 g Gestein

oder bei einer Dichte des Gneises von 2,6 ein Gehalt von

$3{,}1 \cdot 10^{-12}$ g *Ra* auf 1 cm³ Gestein.

An diesen Absolutwert wurden dann Vergleichsmessungen angeschlossen, die mittels des Geiger-Müllerschen Zählrohres ausgeführt wurden. Herrn Dr. W. Vogt gelang es, im hiesigen Institut eine Meßanordnung zu schaffen, die mit hinreichender Genauigkeit und zugleich rasch arbeitet, so daß sich größere Reihen von Proben ohne allzu großen Zeitaufwand durchmessen lassen[1]). Hierbei wird auch die γ-Strahlung des Thoriums mitgemessen. Indessen ist für die Gesteine das Mengenverhältnis *Th*:*Ra* im allgemeinen angenähert konstant, und dies trifft wohl insbesondere für ein einheitliches Gestein wie den hier vorliegenden Gneis zu. Danach können die durch γ-Strahlenvergleich gewonnenen relativen *Ra*-Gehalte wohl als hinreichend gesichert gelten.

Diese Gehalte sind in Tabelle I, Spalte 3, und in Fig. 1, Kurve II wiedergegeben. Die Werte in 34 und 45 m Tiefe wurden mangels ausreichenden Materials durch Mischung von Material aus benachbarten Tiefen erhalten. Der mittlere Fehler der einzelnen Messung beträgt etwa 25 Proz. (bei den Wassermessungen beträgt er etwa 10 Proz.).

Kurve I und II zeigen weitgehende Ähnlichkeit. Der erhöhte *Em*-Gehalt des Wassers am Ort der Spalte ist also im vorliegenden Falle verursacht durch einen erhöhten *Ra*-Gehalt des Gesteins. Inwieweit auch eine vergrößerte Abgabe-

1) W. Vogt, Physik. Zeitschr. **34**, 79, 1933.

fähigkeit des Gesteins für *Em* dabei mitwirkt, erkennt man durch Bildung des Verhältnisses

$$\frac{\text{Wasseraktivität}}{\text{Gesteinsaktivität}} = \frac{\text{Em-Gehalt in 1 cm}^3\text{ Wasser}}{\text{Ra-Gehalt in 1 cm}^3\text{ Gestein}}.$$

Zur Bildung dieses Verhältnisses ist Kurve I um 2,5 m nach rechts verschoben worden, so daß die Maxima und Minima von Kurve I und II in gleiche Tiefen zu liegen kommen (vgl. hierzu Nr. 5). Die Werte des Verhältnisses sind in Tabelle II, Spalte 4, und in Fig. 1, Kurve III wiedergegeben. Es variiert stark (von 0,30 bis 0,79). Am Ort der Spalte in 65 m Tiefe ist die Abgabefähigkeit für *Em* erhöht, ebenso da, wo das Gestein von weniger fester Struktur ist

Tabelle II.

Werte des Verhältnisses $\frac{\text{Wasseraktivität}}{\text{Gesteinsaktivität}}$, berechnet aus den Kurven I und II, Fig. 1, nach Verschiebung von I um 2,5 m nach rechts.

Tiefe m	Wasseraktivität 10^{-12} Curie/cm³	Gesteinsaktivität 10^{-12} g Ra/cm³	Wasseraktivität / Gesteinsaktivität Curie/g Ra
40	1,78	2,6	0,69
45	1,34	2,4	0,56
50	1,14	2,3	0,50
55	1,20	2,3	0,53
60	1,38	2,5	0,56
65	1,57	2,8	0,57
70	1,55	2,8	0,56
75	1,30	2,5	0,53
80	0,97	2,1	0,46
85	0,63	1,9	0,34
90	0,58	1,9	0,30
95	0,95	2,6	0,36
100	1,35	3,0	0,45
105	1,45	3,1	0,46
115	1,41	2,0	0,71
120	1,53	2,9	0,53

(95—120 m). Der erhöhte *Em*-Gehalt des Wassers am Ort der Spalte ist also teils auf erhöhten *Ra*-Gehalt des Gesteins, teils auf erhöhte Abgabefähigkeit des Gesteins für *Em* zurückzuführen.

3. Aus den Kurvenbildern Fig. 1 ergeben sich eine Reihe interessanter Schlüsse.

Zunächst ist die *Em*-Abgabe des Gesteins an das Wasser auffallend hoch. Die Bodenluftmessungen haben bisher stets ergeben, daß der *Em*-Gehalt im cm³ des Porenvolumens nur ein kleiner Bruchteil — im allgemeinen kleiner als $^1/_{10}$ — der Menge ist, die dem *Ra*-Gehalt im cm³-Gestein als radioaktive Gleichgewichtsmenge entspricht. Hier im Wasser des Bohrlochs beträgt der *Em*-Gehalt bei 65 m Tiefe 57 Proz. der mit dem *Ra*-Gehalt im Gleichgewicht stehenden Menge.

Es ist sehr fraglich, ob der bei den Bodenluftmessungen gefundene Bruchteil $^1/_{10}$ dem Verteilungsgleichgewicht der *Em* zwischen Porenraum und Gesteinsmasse entspricht. Die Schwierigkeit, die Bodenluft samt *Em* auch aus den feinsten Bodenkapillaren, in denen wirklich Verteilungsgleichgewicht besteht, herauszusaugen und die Vermischung der Bodenluft mit atmosphärischer Luft infolge von Undichtigkeiten ergeben wahrscheinlich eine zu kleine *Em*-Dichte. Da diese beiden Fehlerquellen unter den Verhältnissen im Bohrloch wegfallen (vgl. 6.), so dürfte die hier gefundene größere *Em*-Dichte dem Verteilungsgleichgewicht näherkommen. Über diese Frage müssen Laboratoriumsversuche entscheiden[1]).

4. Weiter fällt an den Kurven der Fig. 1 auf, daß der *Ra*-Gehalt des Gesteins (Kurve II) und seine Abgabefähigkeit für *Em* (Kurve III) nicht nur am Ort der Spalte selbst erhöht sind, sondern auch noch weit nach beiden Seiten der Spalte hin. Das läßt den Schluß zu, daß auch in der Nachbarschaft der Spalte ähnliche Verhältnisse vorliegen wie am Ort der Spalte selbst. Hierüber näheres in Nr. 6. Für die Bohrpraxis ist diese Erscheinung wichtig, weil sie eine Prognose beim Bohrbetrieb ermöglicht. Die Annäherung der Bohrung an die Spalte kündet sich schon auf eine beträchtliche Strecke vorher an. Bei der Spalte in 65 m Tiefe ist der Abfall von Kurve I nach links bis zu 17 m Entfernung zu verfolgen, wird dann aber durch das vom Wassereinbruch herrührende Nachbarmaximum bei 23 m gestört. Denkt man dieses weg und den Kurvenabfall nach links ebenso wie nach rechts verlaufend, so kommt man auf eine Entfernung von 20 m, bis zu der die Spalte im vorliegenden Falle durch *Em*-Messung wahrgenommen werden könnte[2]). Spalten und ihre Ausfüllung mit Erzen oder ihre Wasserführung sind aber die vom Bergbau oder von der Bohrung auf Wasser gesuchten Objekte. Sie sind bei Bohrungen, die keine Bohrkerne zutage fördern, schwer oder überhaupt nicht festzustellen. Die *Em*-Messung, kombiniert mit *Ra*-Gehaltsbestimmung des Gesteins, gewährt also Einblicke und Vorausblicke in technisch bedeutungsvolle Strukturverhältnisse des Erdinnern. Sie ist somit vergleichbar der Methode von O. Hahn[3]), die Struktur von Niederschlägen oder von Kolloiden durch die *Em*-Abgabe spurenhaft zugesetzten Radiums zu erkunden,

1) Siehe hierzu H. Mache und G. Markstein, Sitzungsber. d. Akad. d. Wissensch. in Wien IIa, **144**, 489, 1935.

2) Die „Entfernung" von der Spalte ist als vertikale Strecke zu verstehen; die Neigung der Spalte ist unbekannt.

3) O. Hahn, Zeitschr. f. Elektrochem. **38**, 511, 1932.

oder mit dem Nachweis metallkundlicher Vorgänge durch *Em*-Abgabe[1]).

5. Die dritte auffallende Erscheinung am Kurvenbild Fig. 1 ist, daß die Kurven I und II deutlich gegeneinander verschoben sind. So hat Kurve I ein Maximum bei 65 m, Kurve II das entsprechende erst bei 67,5 m. Auch an den Minimastellen ist die Verschiebung unverkennbar. Kurve I zeigt also *Em*-Gehalte an, die *Ra*-Gehalten des Gesteins in 2—3 m größerer Tiefe zuzuordnen sind, sie kündet *Ra*-Gehalte an, die sich erst 2—3 m tiefer im noch nicht angebohrten Gestein vorfinden. Eine mögliche Deutung, die zunächst mit allem Vorbehalt gegeben sei, ist die: die vom Gestein an das Porenvolumen abgegebene *Em* wird in diesem durch ein langsam nach oben strömendes Agens mitgeführt. Bei der großen Dichtigkeit des Gneises liegt es am nächsten, an einen durch die feinsten Kapillarfugen des Gesteins aufsteigenden Gasstrom zu denken. Dies widerspricht nicht geologischen Vorstellungen, wie mir Herr Kollege F. Schumacher vom hiesigen Geologischen Institut erklärte. Das betreffende Gneisgebiet zeigt mehrfach Merkmale jungvulkanischer Tätigkeit, und somit ist das Auftreten vulkanischer Gase, wie Kohlensäure, unter starkem Druck wahrscheinlich gemacht. Tatsächlich habe ich in der Wasserprobe aus 112 m Tiefe eine erhebliche Gasmenge festgestellt.

Daß auch Wasser in äußerst langsamem Strome durch dichtes Gestein, wie Granit, Marmor usw., fließen kann, ist durch Versuche erwiesen[2]).

Nach den hier beschriebenen Untersuchungen war es möglich, noch zwei weitere Bohrungen unter anderen geologischen Verhältnissen durch radiologische Messungen zu verfolgen, worüber in einer späteren Veröffentlichung zu berichten sein wird. Auch hierbei zeigte sich die sonderbare Erscheinung der Verschiebung, und zwar in weit stärkerem Grade als bei der Annaberger Bohrung. Die Realität der Erscheinung unterliegt danach keinem Zweifel, wenn auch ihre Deutung noch nicht als endgültig angesehen werden kann.

Handelt es sich aber wirklich um einen aufsteigenden Gas- oder Wasserstrom, so ist durch die Methode der *Em*-Messung im Erdinnern, kombiniert mit *Ra*-Gehaltsbestimmung des Gesteins, die Möglichkeit gegeben, solche Ströme festzustellen und über ihre Geschwindigkeit gewisse Aussagen zu machen (vgl. Nr. 7), was sonst wohl mit keinem anderen Hilfsmittel möglich sein dürfte. Da Gasströme Kunde geben von besonderen geologischen Verhältnissen, so kann durch dieses Verfahren vielleicht mancher sonst nicht zu erreichende Aufschluß gewonnen werden. Zu denken wäre etwa an das Auffinden heißer, gashaltiger Quellen, an die Feststellung vulkanischer Herde, die sich nicht durch eine grob wahrnehmbare Gasexhalation bemerkbar machen, ferner an vergleichende Messung der Gesteinsporosität u. a. Hier hätte der Geologe und Geophysiker einzugreifen.

Schließlich sei kurz hingewiesen auf die Unstetigkeit der Kurven I und II in 110 m Tiefe, die das typische Bild einer Verwerfung bietet. Zugleich deutet der hohe Wert des Verhältnisses Wasseraktivität / Gesteinsaktivität darauf hin, daß aus der Verwerfungsspalte Wasser in den Bohrkanal eintritt mit einem höheren *Em*-Gehalt, als ihn das Wasser am Grunde des Bohrkanals hat. Leider ließ sich mit den primitiven Hilfsmitteln des Bohrbetriebes keine Bestätigung dieser Vermutung erlangen.

6. Für die erhöhte *Em*-Abgabefähigkeit des Gesteins am Ort und in der Nachbarschaft von Spalten besteht folgende Erklärungsmöglichkeit. Das Wasser im Grunde des Bohrkanals bekommt seinen *Em*-Gehalt auf drei Arten. Erstens durch Abgabe von den Wandflächen des Bohrkanals (Posten 1). Zweitens durch Abgabe aus dem feinkörnig zermahlenen Gestein (Posten 2). Drittens durch Freilegen des Porenraumes bei der Zerkleinerung des Gesteins. Im Porenraum sitzt *Em* in einer Dichte ϱ_{Em}, die durch das radioaktive Gleichgewicht und den Verteilungskoeffizienten der *Em* zwischen Gestein und Porenvolumen bestimmt ist. Beim Freilegen der Poren wird die *Em*-Menge $\varrho_{Em} \cdot V$ frei (V das gesamte Porenvolumen des zerkleinerten Gesteins) und kann vom Wasser aufgenommen werden (Posten 3). Durch Heben, Fallenlassen und Drehen des Bohrmeißels wird in einem gewissen Bereiche des Wassers alles durcheinandergerührt.

Posten 1 ist verschwindend gegenüber Posten 2. Und dieser wiederum dürfte stark zurücktreten hinter Posten 3. Denn 3 besteht aus der bereits als Extrakt im Porenraum angesammelten *Em*, während Posten 2 erst durch Extrahieren der *Em* aus dem Bohrklein während verhältnismäßig kurzer Zeit gewonnen wird.

Daß Posten 3 der maßgebende ist, geht auch aus der gegenseitigen Verschiebung der beiden Kurven I und II hervor. Bezeichnen wir die drei genannten Posten mit P_1, P_2, P_3, so ist

$$P_1 = c_1 \cdot \varrho_{Ra}, \quad P_2 = c_2 \cdot \varrho_{Ra}, \quad P_3 = c_3 \cdot \varrho_{Em} \cdot V,$$

1) O. Werner, Zeitschr. f. Metallkde **27**, 215, 1935.

2) Siehe z. B. Eucken-Jakob, Der Chemieingenieur I, 2, S. 213, 1933. Danach fließt durch Granit schon bei einem Druckgefälle von wenigen mm Hg/cm Wasser mit merklicher Geschwindigkeit hindurch.

wenn ϱ_{Ra} der *Ra*-Gehalt in 1 cm³ Gestein ist, c_1, c_2 und c_3 Konstanten, die für die *Em*-Abgabe von der Wand des Bohrkanals, aus dem Bohrklein und aus dem Porenvolumen an das Wasser maßgebend sind, während ϱ_{Em} die *Em*-Menge in 1 cm³ Porenraum und V diesen Porenraum bezeichnet. c_1, c_2, V und ϱ_{Ra} stellen ortsfeste Eigenschaften des Gesteins dar; die einzige einer Ortsveränderung fähige Größe ist ϱ_{Em}, die in 1 cm³ Porenraum enthaltene *Em*, die sich im Porenraum bewegen kann. Da der *Em*-Gehalt des Wassers gegen den entsprechenden *Ra*-Gehalt des Gesteins verschoben erscheint, so muß er im wesentlichen durch das ϱ_{Em} bestimmt sein.

Da dieses ϱ_{Em} am Ort und in der Nachbarschaft der Spalten nicht proportional mit ϱ_{Ra}, dem *Ra*-Gehalt im cm³ Gestein, wächst, sondern stärker, so ist das wohl am einfachsten so zu erklären, daß die *Em*-Abgabe an den Porenraum dadurch erleichtert ist, daß das *Ra* nicht mehr gleichmäßig über das Gesteinsvolumen verteilt, sondern auf den Wandflächen der Poren und Spalten konzentriert ist. Mit einem Wort: die erhöhte *Em*-Abgabe am Ort und in der Nähe der Spalte scheint von einem *Ra*-Beschlag auf der Wand der Spalte und des Porenvolumens herzurühren.

Diese Schlußfolgerung wird bestätigt durch Beobachtungen, die H. Gräven und G. Kirsch an den Graniten Finnlands gemacht haben[1]). Sie fanden, daß „sich freie Oberflächen, in geringerem Maße auch Kluftflächen, mit einer stärker aktiven, gelegentlich merklich emanierenden Schicht zu überziehen" scheinen.

Solche Überzüge gehen von unsichtbarer Feinheit, wie im Falle unserer und der eben genannten Untersuchungen, bis zu sichtbaren Beschlägen, wie sie zuerst C. Engler[2]) im Granit des Schwarzwaldes festgestellt und als Erzeuger der dortigen radioaktiven Quellen erkannt hat, und schließlich bis zu wohlausgebildeten Kristallüberzügen von Uranglimmer, wie sie in den Klüften des Oberschlemaer Granites auftreten und nach unseren Untersuchungen geeignet erscheinen, den Wässern, die durch solche Klüfte aufsteigen, ihre hohe Radioaktivität zu verleihen.

Die Tatsache, daß auch in der Nachbarschaft von Spalten die Abgabefähigkeit des Gesteins für *Em* erhöht ist, kann wohl ebenso gedeutet werden wie am Ort der Spalte selbst und besagt dann, daß eine Spalte begleitet ist von einem System von Nebenspalten, -rissen und Fugen, die mit der Entfernung von der Spalte an Ausmaß abnehmen und sich schließlich in mikroskopischer Feinheit verlieren. Und diese Spalten und Risse tragen auf ihren Wänden hauchfeine Überzüge von *Ra*-Verbindungen.

7. Die vertikale Geschwindigkeitskomponente des hypothetischen Gasstromes läßt sich angenähert in folgender Weise berechnen.

Wir nehmen zunächst an, daß die Veränderlichkeit des *Ra*-Gehaltes des Gesteins mit der Tiefe durch eine unendlich lange Sinuskurve darstellbar sei. Das Stück der Kurve II, Fig. 1, zwischen 53 und 87 m bildet angenähert einen Teil einer solchen Sinuslinie. Wir legen (vgl. Fig. 2) vertikal nach oben eine x-Achse, den

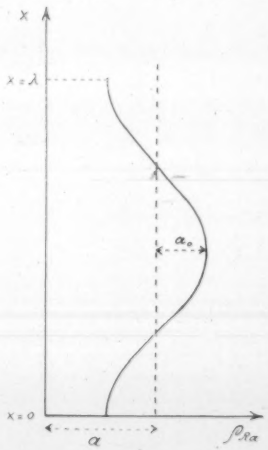

Fig. 2. *Ra*-Gehalt des Gesteins in Abhängigkeit von der Tiefe.

Nullpunkt in ein Minimum von ϱ_{Ra}. Es existiere ein Verteilungskoeffizient der *Em* zwischen Gestein und Porenraum. Er sei zunächst unabhängig von x angenommen. Ist der *Em*-Gehalt in der Einheit des Porenvolumens, ϱ_{Em}, wofür von nun ab ϱ geschrieben werde, kleiner als der dem Verteilungsgleichgewicht entsprechende, ϱ_g, so werde angenommen, daß in der Zeiteinheit im Mittel die *Em*-Menge $c(\varrho_g - \varrho)$ in die Volumeneinheit des Porenraumes eintritt, wo c eine Konstante des *Em* abgebenden Gesteins ist. Ebenso wie der Verteilungskoeffizient habe auch c im Mittel überall denselben Wert.

Ist k die Zerfallskonstante der *Em*, so gilt für die zeitliche Änderung des *Em*-Gehaltes in der Volumeneinheit des Porenraumes, wenn zunächst

1) H. Gräven und G. Kirsch, Anz. d. Akad. d. Wissensch. Wien, S. 152, 1932.

2) C. Engler, Radium in Biologie u. Heilkunde **2**, 123, 1913.

die Diffusion in der x-Richtung vernachlässigt wird,

$$\frac{d\varrho}{dt} = c(\varrho_g - \varrho) - k\varrho .$$

Im Falle des radioaktiven und Verteilungsgleichgewichtes wird $\frac{d\varrho}{dt} = 0$ und

$$\varrho = \frac{c}{k+c}\,\varrho_g . \qquad (1)$$

Für $c = \infty$ und für $k = 0$ wird $\varrho = \varrho_g$. ϱ_g ist also die *Em*-Dichte, die sich einstellen würde, wenn der Ausgleich zwischen Gestein und Porenraum augenblicklich erfolgte oder wenn die *Em* nicht zerfiele. Die tatsächlich vorhandene Dichte ist stets kleiner. ϱ_g sei also proportional mit ϱ_{Ra}:

$$\varrho_g = f\varrho_{Ra} = f\left(a - a_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) . \qquad (2)$$

wo a und a_0 die in Fig. 2 dargestellten Längen, λ die Wellenlänge der periodischen *Ra*-Gehaltsschwankung im Gestein sind.

Wandert nun die Gas- oder Wasserfüllung des Porenraumes samt der *Em* mit der Geschwindigkeit v vertikal nach oben, und berücksichtigt man noch die Diffusion der *Em* längs der ϱ-Achse (Diffusionskonstante D), so ändert sich x in der raumfesten Volumeneinheit des Porenraumes und in der Zeiteinheit um

$$\frac{d\varrho}{dt} = c(\varrho_g - \varrho) - k\varrho - v\frac{d\varrho}{dx} + D\frac{d^2\varrho}{dx^2} = cf\left(a - a_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) - (k+c)\varrho - v\frac{d\varrho}{dx} + D\frac{d^2\varrho}{dx^2} .$$

Im stationären Falle des radioaktiven und Verteilungsgleichgewichtes wird

$$\frac{d^2\varrho}{dx^2} - \frac{v}{D}\frac{d\varrho}{dx} - \frac{k+c}{D}\varrho = -\frac{cf}{D}\left(a - a_0 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) .$$

Die Lösung ist unter den gemachten Voraussetzungen (f und c unabhängig von x, ∞ ausgedehnte Wellenlinie des ϱ_{Ra})

$$\varrho = \frac{cf}{k+c}\left(a - A_1 \cos 2\pi \frac{x}{\lambda} - A_2 \sin 2\pi \frac{x}{\lambda}\right) , \qquad (3)$$

wo

$$A_1 = a_0 \frac{A}{A^2 + B^2} , \quad A_2 = a_0 \frac{B}{A^2 + B^2} \qquad (4)$$

und

$$A = 1 + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}\frac{D}{k+c} , \quad B = \frac{2\pi}{\lambda}\frac{v}{k+c} . \qquad (5)$$

Gleichung (3) läßt sich in die Form bringen

$$\varrho = \frac{cf}{k+c}\left[a - \sqrt{A_1^2 + A_2^2}\cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda} - \varphi\right)\right] = \frac{cf}{k+c}\left[a - \frac{a_0}{\sqrt{A^2 + B^2}}\cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda} - \varphi\right)\right] , \qquad (6)$$

$$= a' - a'_0 \cos\left(2\pi \frac{x}{\lambda} - \varphi\right) , \qquad (6')$$

wobei

$$tg\varphi = \frac{A_2}{A_1} = \frac{B}{A} = \frac{2\pi v}{\lambda\left(k + c + \frac{4\pi^2}{\lambda^2}D\right)} . \qquad (7)$$

Der Vergleich mit (2) zeigt, daß ϱ, die *Em*-Dichte im Porenraum, gegen ϱ_{Ra}, die *Ra*-Dichte im Gestein, verschoben ist im Sinne wachsender x (geringerer Tiefe) um den Phasenwinkel φ, der durch (7) bestimmt ist.

Der Amplitudenfaktor

$$a'_0 = \frac{cf}{k+c}\frac{a_0}{\sqrt{A^2 + B^2}}$$

in (6') verschwindet nach (5) für $v = \infty$. Mit unbegrenzt wachsendem v glättet sich die Wellenlinie von ϱ zu der Geraden

$$\varrho = \frac{acf}{k+c} .$$

Gleichzeitig nähert sich φ nach (7) asymptotisch seinem Maximalwert $\frac{\pi}{2}$.

In Gleichung (7) ist außer v noch c unbekannt. k, die Zerfallskonstante der *Em*, hat den Wert $k = 2{,}10 \cdot 10^{-6}\,\frac{1}{\text{sec}}$; die Größe $\frac{4\pi^2}{\lambda^2}D$ für den vorliegenden Fall $2{,}5 \cdot 10^{-7}\,\frac{1}{\text{sec}}$ ($\lambda = 40$ m, D in Luft $= 0{,}1\,\frac{\text{cm}^2}{\text{sec}}$). Wäre c zu vernachlässigen gegen k, so würde für die beobachtete Phasenverschiebung $\varphi = 22°$ die Geschwindigkeit $v = 52\,\frac{\text{cm}}{\text{Tag}}$. Dies ist also unter den vorliegenden Verhältnissen eine untere Grenze für v.

Nun läßt sich über die Größenordnung von c folgendes sagen. c ist die Zahl von *Em*-Atomen, die in 1 sec in die Volumeneinheit des Porenraumes eintritt, wenn die Zahl der *Em*-Atome in

dieser Volumeneinheit um 1 kleiner ist, als die der *Em*-Dichte ϱ_g entsprechende Zahl von Atomen. Es handelt sich hier um einen der Diffusion analogen Vorgang, und c entspricht sinngemäß der Diffusionskonstante D. Diese ist für die Diffusion in Wasser etwa

$$= 0{,}5 \frac{\text{cm}}{\text{Tag}} = 5{,}8 \cdot 10^{-6} \frac{\text{cm}}{\text{sec}},$$

für die Diffusion im Gestein jedenfalls erheblich kleiner. Deshalb dürfte auch c erheblich kleiner sein als k. Der berechnete Wert von v wird also größenordnungsmäßig stimmen.

Die Rechnung ist durchgeführt für unveränderliches c und f. Nun ist aber c am Ort des Maximums von Kurve II bestimmt größer als am Ort des Minimums, weil beim Maximum nach den Überlegungen von Nr. 6 feine *Ra*-Beschläge auf den Wänden von Poren und Spalten sitzen, aus denen die *Em* viel leichter herausdiffundieren kann als aus der kompakten Gesteinsmasse. Auch f hat aus demselben Grunde sicher einen anderen Wert.

Zu einer verbesserten Lösung führt folgende Überlegung.

Bei ruhender Gas- oder Wasserfüllung der Poren gilt nach (1) und (2)

$$\varrho = \frac{c}{k + c} \varrho_g = \frac{cf}{k + c} \varrho_{Ra} \quad . \qquad (8)$$

Anstatt c und f veränderlich anzunehmen, können wir mit konstantem c und f rechnen und dafür entsprechende Veränderungen an ϱ_{Ra} vornehmen. In erster Näherung geschieht dies so, daß wir die Sinusform der Veränderlichkeit von ϱ_{Ra} gemäß Gleichung (2) beibehalten, den Maximalwert von ϱ_{Ra} aber im Verhältnis zu seinem Minimalwert verändern in demselben Verhältnis, in dem der Wert von $\frac{cf}{k + c}$ am Ort des Maximums zu dem am Ort des Minimums steht, also setzen

$$\frac{\varrho_{Ra\,\text{Max}}}{\varrho_{Ra\,\text{Min}}} = \frac{\left(\frac{cf}{k + c}\right)_{\text{Max}}}{\left(\frac{cf}{k + c}\right)_{\text{Min}}} = \frac{\bar{a} + \bar{a}_0}{\bar{a} - \bar{a}_0} \quad . \qquad (9)$$

wo $\bar{a}$ und $\bar{a}_0$ die Werte sind, die a und a_0 durch die Änderung des Maximalwertes von ϱ_{Ra} annehmen. Es wird also der Veränderlichkeit von $\frac{cf}{k + c}$ dadurch Rechnung getragen, daß wir die frühere Rechnung anstatt mit a und a_0 mit den Werten $\bar{a}$ und $\bar{a}_0$ durchführen und in (6′) entsprechend veränderte Werte $\bar{a}'$ und $\bar{a}'_0$ erhalten. Sonst ändert sich an dem ganzen Ergebnis nichts. In den Gleichungen (5), (6) und (7) sind dann für c und f die Werte einzusetzen, die diese Größen am Ort des Minimums von Kurve II haben. Die Größe $\frac{cf}{k + c}$ kann mit Hilfe von (8) durch Laboratoriumsversuche bestimmt werden.

Der Faktor f hängt mit dem Verteilungskoeffizienten K der *Em* zwischen Porenraum und Gesteinsmasse so zusammen:

$$K = \frac{\varrho_g}{\varrho'_g} = \frac{1}{\frac{h}{f} - \frac{V_1}{1 - V_1}} \quad . \qquad (10)$$

Hier sind ϱ_g und ϱ'_g die Gleichgewichtsdichten der *Em* im Poren- und Gesteinsraum, $h = 1 \frac{\text{Curie}}{\text{g}}$ = Verhältnis der *Em*-Menge in Curie, die mit einer in g gemessenen *Ra*-Menge im radioaktiven Gleichgewicht steht zu dieser *Ra*-Menge; V_1 ist das Verhältnis des Porenvolumens zum Gesamtvolumen des Gesteins, also das Porenvolumen in 1 cm³ Gestein. Für verschwindend kleines V_1 wird $K = \frac{f}{h}$, also zahlenmäßig $= f$.

Nach Gleichung (7) ist φ abhängig von λ, also bei nicht sinusförmiger Veränderlichkeit des *Ra*-Gehaltes für die einzelnen Fourierglieder, in die die Kurve der Gesteinsaktivität zerlegt werden kann, verschieden. Die Kurve wird daher durch die Verschiebung verzerrt. Für kleine Phasenverschiebung φ ist jedoch die lineare Verschiebung in Richtung wachsender x

$$\Delta x = \varphi \frac{\lambda}{2\pi} = \frac{v}{k + c + \frac{4\pi^2}{\lambda^2} D} \quad .$$

Da $k = 2{,}1 \cdot 10^{-6} \frac{1}{\text{sec}}$ und für den vorliegenden Fall $\frac{4\pi^2}{\lambda^2} D = 2{,}5 \cdot 10^{-7} \frac{1}{\text{sec}}$ ist, so ist genähert

$$\Delta x = \frac{v}{k + c} \qquad (11)$$

unabhängig von λ. Es bleibt also auch für eine nicht sinusförmige Kurve der ähnliche Verlauf bei kleiner Verschiebung gewahrt. Tatsächlich trifft dies in dem Tiefenbereich von 90—120 m, wo Kurve II erheblich von der Sinusform abweicht, zu.

8. Wenn der hypothetische Gasstrom wirklich vorhanden ist, dann liefert die Phasenverschiebung φ und das daraus berechnete v ein relatives Maß für die Porosität des Gesteins,

eine Eigenschaft, die für den Geologen, Bergmann und Quellenforscher von Bedeutung ist. Nach der Kontinuitätsgleichung ist $F \cdot v \cdot \delta$ = konst., wenn F der Porenquerschnitt, v die Geschwindigkeit und δ die Dichte des aufsteigenden Gases ist. Soweit δ als unverändert gelten kann, verhalten sich daher nach (11) die F umgekehrt wie die Verschiebungen Δx, vorausgesetzt, daß diese klein sind gegenüber λ und daß c klein ist gegen k. Ähnlich wie die Ausmessung eines elektrischen Stromfeldes Schlüsse auf die örtliche Veränderung der Leitfähigkeit ermöglicht, kann hier auf Veränderungen der Gesteinsstruktur geschlossen werden. So kann z. B. die Beobachtung einer relativ kleinen Verschiebung Δx (eines kleinen v) bedeuten, daß die Bohrung in relativ porösem Gestein verläuft; sie kann aber auch bedeuten, daß sich in der Nachbarschaft des Bohrkanals poröses oder zerklüftetes Gestein befindet, in dem mehr oder weniger steil verlaufende Spalten und Risse das vertikale Druckgefälle herabsetzen, so daß v und Δx am Ort der Bohrung abnehmen, obwohl der Porenquerschnitt hier unverändert geblieben ist. So ist auch hier wieder eine Erkundungsmöglichkeit auf eine gewisse Entfernung — diesmal in horizontaler Richtung — gegeben. In homogenem Gestein (F = konst.) müßte, da δ mit der Tiefe zunimmt, v und damit die Verschiebung mit der Tiefe ständig abnehmen.

Zusammenfassung.

Die als radioaktive Aufschlußmethode gebräuchliche Untersuchung des Bodens auf Emanationsgehalt, die bisher nur an der Erdoberfläche angewandt wurde, wird in entsprechend abgeänderter Form zur Aufnahme von Tiefenprofilen angewendet und erweist sich hierbei exakter als an der Erdoberfläche.

1. Spalten machen sich durch erhöhte *Em*-Abgabe bemerkbar[1]).
2. Diese ist teils auf höheren *Ra*-Gehalt des Gesteins, teils auf erhöhte Abgabefähigkeit zurückzuführen.
3. Die Abgabefähigkeit ist allgemein sehr viel größer, als sie bisher bei den Bodenluftmessungen an der Erdoberfläche gefunden wurde.
4. Die Besonderheit der Spalten setzt sich in ihre Nachbarschaft fort und ermöglicht so eine Prospektion auf beträchtliche Entfernung.
5. Die Kombination der Messung von Wasser- und Gesteinsaktivität läßt auf einen Bewegungsvorgang im Gestein schließen, der wahrscheinlich in einem Aufsteigen von Gasen durch die Gesteinsporen besteht.
6. Die Ursache für die erhöhte *Em*-Abgabefähigkeit am Ort und in der Nachbarschaft von Spalten scheinen radiumhaltige Wandbeschläge des Spalten- und Porenraumes zu sein.
7. Für die vertikale Geschwindigkeitskomponente des hypothetischen Gasstromes durch die Gesteinsporen berechnet sich im vorliegenden Falle als untere Grenze etwa 50 $\frac{\text{cm}}{\text{Tag}}$.
8. Die Kombination von *Em*-Messung und *Ra*-Gehaltsbestimmung im Erdinnern erweist sich als physikalisches Untersuchungsmittel von hoher Empfindlichkeit, geeignet, wissenschaftlich und technisch wichtige Strukturverhältnisse, z. B. die Porosität des Gesteins, zu erforschen.

1) Die Verallgemeinerung einer hier nur an einer einzigen Spalte gemachten Beobachtung wird gerechtfertigt durch anderweite Beobachtungen, über die in einer späteren Arbeit berichtet werden soll.

Freiberg i. Sa., Institut für Physik und Radiumkunde der Bergakademie, Februar 1937.

(Eingegangen 3. März 1937.)

Interferometrische Messungen an halogensubstituierten Paraffinen.

Von Heinz Berger[1]).

A. Einleitung.

In den letzten Jahren hat man zahlreiche Moleküle interferometrisch untersucht, zum Teil mit Röntgenstrahlen, zum überwiegenden Teil aber mit Kathodenstrahlen. Dabei ist im allgemeinen eine Bestätigung der von den Chemikern erschlossenen Strukturen erzielt worden, in einigen Fällen konnte man diese wesentlich präzisieren und darüber hinausgehende Aussagen machen (1–7). Von besonderem Interesse ist die Frage nach der Struktur der höheren Kohlenwasserstoffe. Über Experimente in dieser Richtung soll im folgenden berichtet werden.

Aus der Debyeschen Formel:

$$I = I_0 \cdot \frac{1}{R^2} \cdot \frac{e^4}{m^2 c^4} \cdot \frac{1 + \cos^2 \vartheta}{2} \cdot \sum_i {}' \sum_j {}' Z_i Z_j \psi_i \psi_j \frac{\sin k s l_{ij}}{k s l_{ij}} + I_{\text{inkoh}} ,$$

1) Leipziger Dissertation.

wobei bedeutet:

R = Abstand des Aufpunktes vom Koordinatenanfangspunkt,
e, m = Ladung, Masse des Elektrons,
c = Lichtgeschwindigkeit,
Z = Atomnummer,
V = Atomformfaktor,
ϑ = Streuwinkel,
$k = \frac{2\pi}{\lambda}$,
$s = 2 \sin \frac{\vartheta}{2}$,
l_{ij} = Abstand des i- vom j-Atom,

geht hervor, daß die Streukurve sich als Überlagerung der von den einzelnen Atomen herrührenden Amplituden ergibt. Die Schwierigkeiten wachsen deshalb schnell, sobald man zu Molekülen mit einer größeren Anzahl von Atomen übergeht. Wollte man z. B. die reinen Kohlenwasserstoffe mit Röntgen- oder Kathodenstrahlen untersuchen, so würde man aus der erhaltenen Streukurve nur etwa bis zum dritten Homologen exakte Aussagen machen können. Denn bis zu dieser Anzahl der C-Atome in der Kette bleibt deren Abstand untereinander immer gleich, auch liegen sie immer in einer Ebene. Von einer Kette mit vier Kohlenstoffatomen angefangen ist jedoch die Möglichkeit vorhanden, daß die über 3 hinausgehende Anzahl der C-Atome neben der freien Drehbarkeit um die Bindung zum Nachbaratom Verdrillungsschwingungen und Rotationen um die nächstfolgende C-C-Bindung als Achse ausführen kann. Da hierdurch bei den längeren Ketten sehr viele verschiedene Abstände im Molekül vorkommen, würden die Extrema der einzelnen Kurven sich derartig verwischen, daß man eine Streukurve ohne deutliche Maxima und Minima erhalten würde. Ersetzt man dagegen einzelne H-Atome der Kohlenwasserstoffgruppen durch schwerere Atome (hierzu eignen sich am besten die leicht substituierbaren Halogene Chlor und Brom), so kann man hoffen, wegen des weit größeren Streuvermögens dieser Atome ein aufschlußreicheres Streubild zu erhalten. Dabei muß man allerdings in Kauf nehmen, daß die Substituenten eine andere Ladungsverteilung und somit eine Veränderung der Kraftfelder bewirken. Folglich sind von Substitutionsprodukten nur bedingt Schlüsse auf die reinen Kohlenwasserstoffe zulässig. Andererseits wäre gerade der Nachweis der freien Rotation der reinen Kohlenwasserstoffe besonders interessant. Es wäre beispielsweise denkbar, daß das reine Pentan bereits Neigung zeigt, sich der Ringform zu nähern. Beim endständig dihalogensubstituierten Pentan ist ein solches Verhalten aber von vornherein nicht zu erwarten, da die gleichen Ladungen der Substituenten unbedingt eine abstoßende Wirkung zeigen müssen.

Auch bei halogensubstituierten Substanzen ist der Streubeitrag der Kohlenstoffkette noch so störend, daß man Kurven mit nur schwach ausgeprägten Wellungen erhält. Aus diesem Grunde erscheint eine Untersuchung höherer Kohlenwasserstoffe mit Kathodenstrahlen wegen des steilen Abfalls des Atomformfaktors wenig aussichtsreich. Aber auch bei der Untersuchung mit Röntgenstrahlen kann es sich nicht etwa um eine einfache Bestimmung der Abstände aus den Lagen der Maxima und Minima allein handeln, sondern in der Hauptsache um einen direkten Vergleich von theoretischer und experimenteller Streukurve.

Zur Berechnung der theoretischen Streukurve muß ein plausibles Modell zugrunde gelegt werden oder vielmehr für die verschiedenen möglichen Konfigurationen (cis-, trans-Form; bei der cis-Form liegt der zweite Substituent auf der gleichen, bei der trans-Form auf der entgegengesetzten Seite der Kohlenstoffkette bezogen auf den ersten Substituenten) verschiedene Modelle. Diese verschiedenen theoretischen Streukurven gelangen dann zum Vergleich mit den experimentellen. Infolge „freier Drehbarkeit" wird jedoch keines der zugrunde gelegten Modelle verwirklicht sein, sondern man wird eine mehr oder minder große Häufigkeit der einzelnen Formen finden. Wie dies besonders Ehrhardt (8) gezeigt hat, kann sich bei kleiner Zahl der C-Atome die freie Drehbarkeit bei halogensubstituierten Paraffinen nur als Schwingung um eine besonders bevorzugte Lage auswirken, da die abstoßende Wirkung der Halogenatome aufeinander die freie Drehbarkeit wesentlich behindert. Mit dem Wachsen der Kohlenstoffkette verringert sich aber auch der Einfluß der endständigen Substituenten, so daß man von einem bestimmten Homologen ab auch bei halogensubstituierten Paraffinen von einer freien Drehbarkeit praktisch wird sprechen können. Wie Dipolmessungen gezeigt haben, ist dies etwa vom 1,9-Dihalogennonan ab der Fall (9).

In Fortsetzung der am Leipziger Institut angestellten interferometrischen Messungen wurden 1,2-Dichlorpropan, 1,3-Dichlorpropan, 1,5-Dichlorpentan und 1,2-Dibromäthan untersucht (die Untersuchung von 1,4-Dichlorbutan, die mit vorgesehen war, erwies sich leider als undurchführbar, da sich dieses beim Siedepunkt bereits merklich zersetzt). Dabei war es der besondere Zweck dieser Arbeit, festzustellen, ob die auf Grund von Dipolmessungen gemachten Aussagen durch Röntgeninterferenzen zu erhärten seien und ob die von Ehrhardt (l. c.) beim

Dichloräthan erzielten Ergebnisse gleichsinnig auch bei den höheren Paraffinen gefunden würden. Ehrhardt hatte beim 1,2-Dichloräthan keine freie Drehbarkeit, sondern nur eine je nach der Temperatur mehr oder minder starke Schwingung um die bevorzugte Translage gefunden.

B. Vorbemerkungen.

a) Experimentelles.

Als Streuzellen kamen die bei den meisten früheren Messungen verwendeten Metallzellen nicht in Frage, da sämtliche untersuchten Substanzen im Dampfzustand Metalle stark angreifen. Aus dem gleichen Grunde erwies sich die Konstruktion einer Zelle als unmöglich, die die Korrektion der Aufnahmeintensität auf Absorption im Sekundärfenster unnötig gemacht und dadurch eine zusätzliche Unsicherheit vermieden hätte. Deshalb wurde die von James (10) ausführlich beschriebene und für $SiCl_4$ verwendete Quarzzelle mit ebenem Sekundärfenster benützt. Als Sekundärfenster wurde Glimmerfolie von 10 bis 15 μ Dicke verwendet. Diese Folie wurde mit Wasserglas auf die Zelle aufgekittet. Die Zelle und deren Zuführungen wurden während der Aufnahme elektrisch geheizt und jeweils auf einer Temperatur von etwa 50° über dem Siedepunkt gehalten. Die Temperatur war so hoch gewählt, um unerwünschte Kondensationen am Glimmer zu vermeiden, die durch dessen schlechte Wärmeleitfähigkeit verursacht werden können. Die Substanzen wurden in einem kleinen Erlenmeyerkölbchen erhitzt, durch die Zelle hindurch destilliert und nach erfolgter Kondensation durch einen Liebigkühler wieder aufgefangen.

Der Agfa-Laue-Film befand sich in einer wassergekühlten, halbkreisförmigen Kassette im Abstand von 28,8 mm von der Mitte des Streufensters.

Die Hochspannung wurde einer Transformatorenanlage in Dessauerschaltung entnommen und durch große Kapazitäten (0,1 μF) und Drosselspulen weitestgehend geglättet. Sie betrug im allgemeinen 28—30 kV. Als Strahlenquellen dienten zunächst eine Haddingröhre, sowie ein Glühkathodenrohr nach Ott, jeweils mit *Cu*-Anode, deren Strahlung durch 10 μ *Ni* zur Unterdrückung der *Cu*-$K\beta$-Strahlung gefiltert wurde. Die bei gefilterter Strahlung noch in reichlichem Maße vorhandene Bremsstrahlung kann aber die zu erwartende an sich schon wenig charakteristische Streukurve nur in ungünstigem Sinne beeinflussen. Es erwies sich deshalb als unbedingt erforderlich, streng monochromatische Strahlung zur Erzielung einer einwandfreien experimentellen Streukurve zu verwenden. Da sich aber die erwähnten Röhren für die bei monochromatischer Strahlung notwendigen langen Belichtungszeiten (bis zu 150 Stunden) nicht stabil genug erwiesen, wurde für diese eine Metalix-Material-Untersuchungsröhre mit Lindemannfenster und *Cu*-Anode verwendet. Zur Streuung wurde die *Cu*-$K\alpha$-Linie benutzt, die durch Reflexion am Steinsalzkristall ausgesondert wurde.

Die Auswertung der Aufnahmen und deren Korrektion auf Absorption im Sekundärfenster geschah wie bei Bewilogua (11) ausführlich beschrieben. Bei der Korrektion auf Polarisation ist beachtet worden, daß die Primärstrahlung durch die Reflexion am Steinsalzkristall bereits zum Teil polarisiert ist. Neben diesen beiden Korrektionen muß man noch berücksichtigen, daß bei der verwendeten Zelle der Abstand des streuenden Gasvolumens vom Film unter verschiedenen Winkeln verschieden groß ist. Er ist bei 90° am kleinsten und nimmt nach größeren und kleineren Streuwinkeln kontinuierlich zu. Dadurch muß die Intensität der Streukurve bei kleinen und großen Streuwinkeln zu klein ausfallen. Nennen wir R den Abstand von der Mitte des Streufensters zum Film, d den des Primärstrahlenbündels vom Streufenster und ϑ den Streuwinkel, so erhalten wir als dritte Korrektion

$$\frac{I\vartheta}{I_{90°}} = \frac{R+d}{R+\frac{d}{\sin\vartheta}}.$$

Die Absorption der Strahlung im Gas konnte bei unseren Aufnahmen vernachlässigt werden, da auch bei großen Winkeln die Schwächung der Intensität gegenüber der bei 20° gestreuten unter 1 Proz. blieb.

Zur Herstellung der experimentellen Streukurven wurde ein Durchschnitt aus den Werten von mindestens drei Monochromatoraufnahmen herangezogen. Die so erreichbare Meßgenauigkeit wird einmal durch die Streuung der Werte der einzelnen Aufnahmen vom Mittelwert und dann durch die Korrektionen beeinflußt. Der Einfluß der Korrektionen ist jedoch im Vergleich zur Streuung der einzelnen Aufnahmen gering. Es kann deshalb diese Streuung als Meßfehlergrenze angegeben werden. Sie erwies sich als ± 6 Proz.

b) Theoretisches.

Zur Berechnung der theoretischen Streukurven auf Grund der Debyeschen Formel wurden die Atomformfaktoren zum Teil den Tabellen von James und Brindley (13) entnommen, deren Werte auf der Hartreeschen Methode mit kugelsymmetrischer Ladungsverteilung beruhen (*C*, *Cl*). Um festzustellen, ob die mit wachsender Kette sich beträchtlich vermehrende Zahl der *H*-Atome die Streukurve merklich beeinflussen, wurde eine theoretische Streukurve nicht mit den Atomformfaktoren der *C*-Atome allein, sondern nach dem Beispiele von Thomer (14) mit einem für die CH_2-Gruppe gemeinsamen Atomformfaktor gerechnet. Es stellte sich jedoch heraus, daß die Streuung der

Halogen- und Kohlenstoffatome allein so groß ist, daß von einem Einfluß der *H*-Atome auf die Streukurve praktisch nicht gesprochen werden kann. Bei der Berechnung der theoretischen Streukurven wurde deshalb der Einfluß der *H*-Atome vernachlässigt. Für Brom wurde der Atomformfaktor nach Thomas-Fermi (15) berechnet. Den Werten der inkohärenten Streuung liegt die Heisenbergsche Annäherung zugrunde (16), berechnet wurden sie nach der Tabelle von Bewilogua (15).

c) Substanzen.

Von den untersuchten Substanzen wurde 1,2-Dichlorpropan und 1,3-Dichlorpropan von H. Th. Schuchardt, 1,2-Dibromäthan von Schering-Kahlbaum bezogen. Zum Teil wurde dieses auch durch Anlagerung von Brom an die aufgespaltene Doppelbindung des Äthylens selbst dargestellt (17). Die fertig bezogenen Substanzen wurden durch mehrmalige fraktionierte Destillation sorgfältig gereinigt. Die Aufnahmen mit 1,5-Dichlorpentan wurden mit einem früher im Institut für andere Zwecke hergestellten Präparat angestellt. Dieses war durch Aufspaltung des Sechsringes von *N*-Benzoylpiperidin und Substitution von je einem *Cl*-Atom in den endständigen CH_3-Gruppen der entstehenden fünfgliedrigen Kohlenstoffkette durch PCl_5 hergestellt worden (18). Nach den Aufnahmen wurde der Siedepunkt der betreffenden Substanz nochmals kontrolliert.

C. Ergebnisse und Diskussion.

a) 1,2-Dichlorpropan, Kp. 97,5—98,5° C.

Wie schon in der Einleitung ausgeführt, wurden zum Vergleich mit den experimentellen Ergebnissen zunächst theoretische Streukurven für die cis- und die trans-Lage der *Cl*-Atome berechnet, in der die beiden *Cl*-Atome in einer Ebene mit den zugehörigen Kohlenstoffatomen liegen. Die Lage des dritten Kohlenstoffatoms ist dann durch den Tetraederwinkel bestimmt. Für die einzelnen Abstände wurden die Werte gewählt, die bei früheren Messungen verschiedener Autoren übereinstimmend gefunden wurden: $C\text{-}C = 1{,}5$ Å, $C\text{-}Cl = 1{,}8$ Å. Alle übrigen Werte ergeben sich dann aus diesen Abständen und dem Tetraederwinkel von 109,5°. Die beiden theoretischen Streukurven beruhen danach auf folgenden Daten, wenn f für $Z \cdot \varphi$ gesetzt wird

$$I_{cis} = f_C^2\left(3 + 4\,\frac{\sin 1{,}5\,ks}{1{,}5\,ks} + 2\,\frac{\sin 2{,}44\,ks}{2{,}44\,ks}\right) + 2f_C f_{Cl}\left(2\,\frac{\sin 1{,}8\,ks}{1{,}8\,ks} + 3\,\frac{\sin 2{,}71\,ks}{2{,}71\,ks} + \frac{\sin 3{,}76\,ks}{3{,}76\,ks}\right) + 2f_{Cl}^2\left(1 + \frac{\sin 2{,}72\,ks}{2{,}72\,ks}\right) + I_{inkoh.}$$

$$I_{trans} = f_C^2\left(3 + 4\,\frac{\sin 1{,}5\,ks}{1{,}5\,ks} + 2\,\frac{\sin 2{,}44\,ks}{2{,}44\,ks}\right) + 2f_C f_{Cl}\left(2\,\frac{\sin 1{,}8\,ks}{1{,}8\,ks} + 3\,\frac{\sin 2{,}71\,ks}{2{,}71\,ks} + \frac{\sin 2{,}85\,ks}{2{,}85\,ks}\right) + 2f_{Cl}^2\left(1 + \frac{\sin 4{,}35\,ks}{4{,}35\,ks}\right) + I_{inkoh.}$$

Die so erhaltenen Streukurven sind in den Fig. 1 und 2 wiedergegeben, dabei jedesmal eine schemagezeichnet. Beim Vergleich der drei Kurven liegen die Werte der experimentellen Kurve zwischen

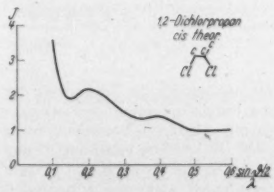

Fig. 1.

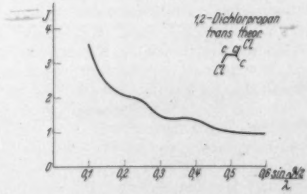

Fig. 2.

tische Zeichnung der betreffenden Konfiguration. Die experimentelle Streukurve ist in Fig. 3 eindenen der beiden theoretischen; außerdem fällt eine größere Ähnlichkeit mit der trans-Kurve auf.

Die Maxima sind nur etwas verwaschener und das erste liegt bei einem kleineren Winkel.

Da die experimentelle Kurve zwischen den beiden theoretischen verläuft, wurden theoretische Kurven von verschiedenen Gemischen der cis- und der trans-Lage gezeichnet, und es stellte

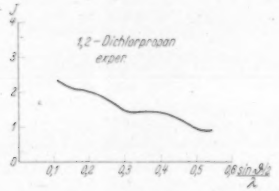

Fig. 3.

sich heraus, daß ein Gemisch von 80 Proz. trans- und 20 Proz. cis-Dichlorpropan eine theoretische Streukurve ergibt, die dem experimentellen Intensitätsverlauf am nächsten kommt (Fig. 4).

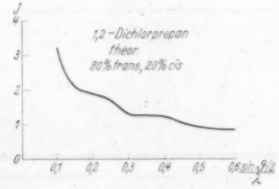

Fig. 4.

Gehen wir andererseits von der Messung des Dipolmomentes aus, so haben wir noch einen zweiten Weg, den Prozentsatz der beiden Konfigurationen rechnerisch zu bestimmen. Dafür gilt

$$\overline{\mu}^2 = n_1\mu_1^2 + n_2\mu_2^2,$$

wobei μ das gemessene Dipolmoment, μ_1, μ_2 die durch vektorielle Addition der Gruppenmomente nach Eucken und Meyer (19) erhaltenen Momente der einzelnen Konfigurationen bedeuten. Nach Groß (20) beträgt das gemessene Moment des 1,2-Dichlorpropans $1{,}85 \cdot 10^{-18}$ e.s.E. Für die trans-Konfiguration muß das Moment selbstverständlich 0 sein. Für die cis-Form errechnet sich $3{,}50 \cdot 10^{-18}$ e.s.E. aus dem Gruppenmoment des Methylchlorids ($1{,}86 \cdot 10^{-18}$ e.s.E. [9]) und dem Tetraederwinkel. Aus diesen Werten ergibt sich ein Anteil von 79 Proz. der trans- und 21 Proz. der cis-Konfiguration, was in ausgezeichneter Übereinstimmung mit der von uns gefundenen Mischkurve steht.

Dieses Ergebnis kann uns jedoch nur zum Teil befriedigen, weil es auf der groben Annahme isolierbarer extremer Konfigurationen beruht, die in Wahrheit niemals verwirklicht sein können. Tatsächlich ist auch bei Annahme eines Gemisches die Übereinstimmung der experimentellen mit der theoretischen Streukurve noch nicht absolut befriedigend.

Es lag deshalb der Gedanke nahe, ebenso wie Ehrhardt (l. c.) (Äthylenchlorid, Röntgeninterferenzen) und Sachße (21) (Äthylenchlorid, Kerreffekt) vorzugehen und auf Grund der Annahme, daß die *Cl*-substituierten Gruppen Schwingungen um eine ausgezeichnete Lage ausführen können, eine Verteilungsfunktion $W(q)$ aufzustellen, die die Wahrscheinlichkeit einen bestimmten Verdrehungswinkel q vorzufinden angibt und zu prüfen, ob die Übereinstimmung der dann erhaltenen Kurve mit der experimentellen vollständig sei, da Ehrhardt nach diesem Vorgehen ebenfalls eine ausgezeichnete Übereinstimmung gefunden hatte.

Die Rechnung ist bei Ehrhardt im einzelnen aufgeführt. Man gelangt zu einer Formel

$$W(q) = C \cdot e^{-\frac{2\beta}{kT}\sin^2\frac{q}{2}}$$

für die Verteilungsfunktion; die dabei auftretende quasielastische Konstante β errechnet sich aus den oben bei der „Mischungsformel" angegebenen Zahlenwerten für die Momente zu $0{,}68\,kT$ bei 150° C. In Fig. 5 ist $W(q)$ dargestellt.

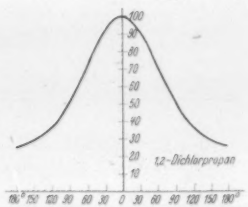

Fig. 5.

Damit kennen wir die Häufigkeit der einzelnen Verdrillungsstellungen; wir sehen, daß auf 100 (n_1) trans-Moleküle bereits 25,6 (n_2) Moleküle in der cis-Stellung kommen. Das Verhältnis n_2/n_1 ist ein gewisses Maß für die Freiheit der Rotation und müßte mit zunehmendem Abstand der *Cl*-Atome und wachsender Kohlenstoffkette größer werden.

Die auf Grund der Zahlen der Verteilungsfunktion berechnete theoretische Streukurve

zeigt Fig. 6. Ihre Übereinstimmung mit der experimentellen Streukurve ist jetzt praktisch vollständig. Nur bei ganz kleinen Winkeln liegt diese immer noch etwas unterhalb der theoretischen Kurve. Diese Differenz ist jedoch nur noch ganz gering und dürfte durch grundsätzliche Einflüsse des Experimentes zu erklären sein, zumal sie bei der Streukurve aller verwendeten Substanzen im gleichen Sinne wiederkehrt. (Zur besseren Verdeutlichung der Änderung der theoretischen Streukurve mit der Annahme von Drillschwingungen ist in Fig. 6 die Streukurve der reinen trans-Konfiguration nochmals eingezeichnet.)

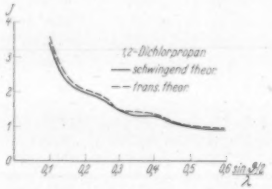

Fig. 6.

Nach unserem Experiment liegt also beim 1,2-Dichlorpropan eine stark behinderte Drehbarkeit der *Cl*-Atome um die *C*-*C*-Bindung vor; die bevorzugte Lage der *Cl*-Atome ist die trans-Lage im Molekül.

Ein Vergleich unseres Ergebnisses mit dem von Ehrhardt an Äthylenchlorid ist deshalb besonders interessant, weil 1,2-Dichlorpropan sich nur durch das Hinzukommen einer CH_3-Gruppe vom Äthylenchlorid unterscheidet. Während Ehrhardt gefunden hatte, daß 100 Moleküle in der trans-Lage 0 Molekülen in der cis-Lage bei 100° C entsprechen, ist dies Verhältnis nur durch den Einfluß der CH_3-Gruppe auf 100 zu 25,6 bei 1,2-Dichlorpropan verändert. Die positive Ladung dieser Gruppe bedingt also eine deutliche Erleichterung der Schwingungen um die Translage[1]).

1) Hier sei noch bemerkt, daß nach den neuesten Messungen des Dipolmomentes und bei der von uns verwendeten Temperatur von 150° C die β-Konstante bei Äthylenchlorid den Wert 1,9 annimmt und infolgedessen 100 Moleküle in trans-Stellung 2,25 Molekülen in cis-Stellung zuzurechnen sind. Der von Ehrhardt angegebene Wert $\beta = 1{,}2\,kT$ dürfte auf einem Druckfehler beruhen. Aus den Werten seiner Verteilungsfunktion ergibt sich $\beta = 3{,}2\,kT$, was mit den von Sachße und Mizushima, Morino und Higasi (22) angegebenen Werten in guter Übereinstimmung steht.

b) 1,3-Dichlorpropan, Kp. 119° C.

Auch hier wurde als Grundlage für die theoretische Streukurve zunächst eine cis- und eine trans-Konfiguration angenommen. Die Fig. 7 und 8 geben den Verlauf der theoretischen Kurven wieder. Schematische Zeichnungen zur Verdeutlichung der gewählten Konfigurationen sind ihnen beigegeben. Fig. 9 zeigt die experimentelle Kurve.

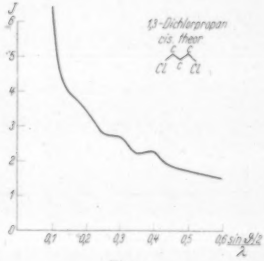

Fig. 7.

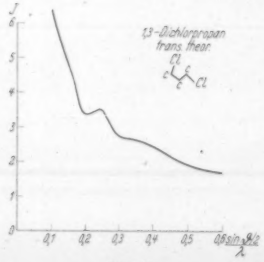

Fig. 8.

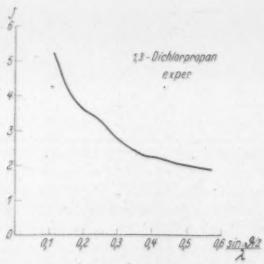

Fig. 9.

Die numerischen Werte der theoretischen Streukurven lauteten:

$$I_{cis} = f_c^2\left(3 + 4\,\frac{\sin 1{,}5\,ks}{1{,}5\,ks} + 2\,\frac{\sin 2{,}44\,ks}{2{,}44\,ks}\right) + 4 f_c f_{Cl}\left(\frac{\sin 4{,}06\,ks}{4{,}06\,ks} + \frac{\sin 1{,}8\,ks}{1{,}8\,ks} + \frac{\sin 2{,}71\,ks}{2{,}71\,ks}\right) + 2 f_{Cl}^2\left(1 + \frac{\sin 5{,}4\,ks}{5{,}4\,ks}\right) + I_{inkoh.}$$

$$I_{trans} = f_c^2\left(3 + 4\,\frac{\sin 1{,}5\,ks}{1{,}5\,ks} + 2\,\frac{\sin 2{,}44\,ks}{2{,}44\,ks}\right) + 2 f_c f_{Cl}\left(\frac{\sin 4{,}06\,ks}{4{,}06\,ks} + 2\,\frac{\sin 2{,}71\,ks}{2{,}71\,ks} + 2\,\frac{\sin 1{,}8\,ks}{1{,}8\,ks} + \frac{\sin 2{,}63\,ks}{2{,}63\,ks}\right) + 2 f_{Cl}^2\left(1 + \frac{\sin 4{,}45\,ks}{4{,}45\,ks}\right) + I_{inkoh.}$$

Auch diesmal ist aus der experimentellen Kurve ersichtlich, daß ihre Werte zwischen denen der beiden angenommenen Molekülformen liegen. Die beste Annäherung gibt ein Gemisch aus 50 Proz. der cis- und 50 Proz. der trans-Form (Fig. 10).

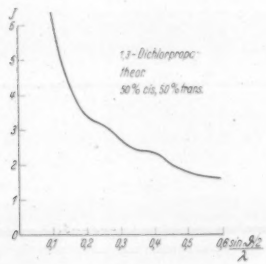

Fig. 10.

Eine gleichzeitige Berechnung des Prozentgehaltes der beiden Konfigurationen aus den elektrischen Momenten wie bei 1,2-Dichlorpropan ist hier leider nicht möglich, da die vektorielle Addition der *C-Cl*-Gruppenmomente für beide Konfigurationen denselben resultierenden Wert ergibt. Dieses Ergebnis widerspricht zwar dem röntgenographisch gefundenen Wert von 50 zu 50 Proz. nicht, läßt aber jedes andere Mischungsverhältnis ebenso möglich erscheinen.

Im Fall der 1,3-Substitution hat man zwei Drehachsen im Molekül, es ist deshalb nicht möglich, eine Verteilungsfunktion wie beim 1,2-Produkt einzuführen. Tut man dies zur formalen Darstellung der Beobachtungen doch, so zeigt sich, daß eine gute Wiedergabe der Beobachtungen nur erhalten wird, wenn man als bevorzugte Lage die trans-Lage wählt, die einer gewinkelten Kette entspricht (vgl. Fig. 8), nicht die auf den ersten Blick wahrscheinlichere cis-Lage, und wenn man die aus Momentmessungen nicht ermittelbare β-Konstante aus dem β-Wert für das 1,2-Produkt unter der Annahme einer quadratischen Abhängigkeit vom Abstand der *Cl*-Atome extrapoliert; diese ergibt sich dann zu 0,39 kT bei 150° C. Im gleichen Sinne wie beim 1,2-$C_3H_6Cl_2$ ergeben sich dann 47 cis-Moleküle auf 100 trans-Moleküle.

Von einer bevorzugten Lage ist dabei also kaum noch die Rede; deshalb sei auf die Wiedergabe der Kurven für die Verteilungsfunktion und für die mit dieser berechneten Streukurve verzichtet.

c) 1,5-Dichlorpentan, Kp. 176—178° C.

Bei der Streukurve von 1,5-Dichlorpentan (Fig. 11) fällt zunächst auf, daß das relativ am stärksten ausgeprägte zweite Maximum an derselben Stelle $\left(\frac{\sin \vartheta/2}{\lambda} = 0{,}4\right)$ liegt wie bei den vorhergehenden Substanzen. Es entspricht wieder dem einfachen *C-C*-Abstand = 1,5 Å. Im übrigen macht die Kurve einen noch stärker verwaschenen Eindruck als die der beiden Propane. Dies ist auch leicht erklärlich, denn erstens tragen

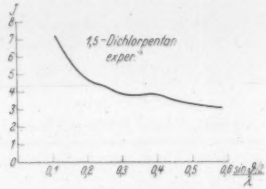

Fig. 11.

immer mehr Glieder und Abstände zum Zustandekommen der Streukurve bei. Zweitens kann das am stärksten ausgeprägte Maximum der Gesamtstreukurve, das auf dem *Cl-Cl*-Abstand in erster Ordnung beruht, gar nicht beobachtet werden, da es unterhalb des kleinsten im Experiment faßbaren Winkels $\left(\frac{\sin \vartheta/2}{\lambda} = 0{,}1\right)$ auftritt.

Bei Dichlorpentan gibt es drei mögliche Extremlagen in einer Ebene, die wir mit cis I, cis II und trans bezeichnen wollen. Sie sind schematisch bei den Figuren der theoretischen Streukurven wiedergegeben (Fig. 12—14). Die numerischen Werte der einzelnen Formeln sollen hier nicht noch einmal wiedergegeben werden, da sie im Aufbau völlig denen der anderen Substanzen

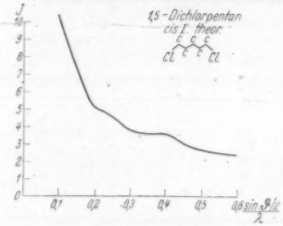

Fig. 12.

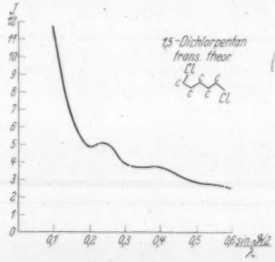

Fig. 13.

entsprechen. Es sei nur darauf hingewiesen, daß die einzelne Formel sich aus jeweils 16 Gliedern zusammensetzt, wodurch die starke Verwaschenheit der experimentellen Streukurve besonders verständlich wird. Beim Vergleich der experimentellen Streukurve mit den theoretischen stellt sich wieder heraus, daß ihre Werte zwischen denen der theoretischen Kurven liegen, wobei aber diesmal keine extreme Lage besonders bevorzugt zu sein scheint.

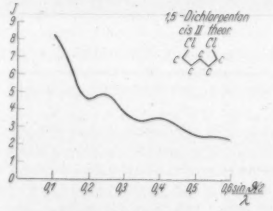

Fig. 14.

Die beiden *Cl*-Atome können beim Pentan mechanisch eine vollständige und voneinander unabhängige Kreisbewegung um die *C*-*C*-Bindung ausführen. Wir würden deshalb zwei Variable für die Verdrillung erhalten. Dazu kommt noch, daß auch die beiden endständigen *C*-Atome selbst noch Verdrillungsschwingungen ausführen können, wodurch das Bild noch verwickelter wird. Aus diesem Grunde ist die Berechnung einer Verteilungsfunktion nicht möglich; wir wollen aber in gröbster Näherung annehmen, daß beim 1,5-Dichlorpentan bereits eine völlig ungehinderte Drehbarkeit vorhanden ist, obwohl Dipolmessungen dieser Annahme widersprechen. Wir berechneten deshalb eine Streukurve mit gleichen Anteilen von fünf Verdrillungsstellungen, die in Fig. 15 wiedergegeben ist. Außer den drei bereits erwähnten extremen Lagen in einer Ebene nahmen wir noch je eine Verdrillungsstellung der *Cl*-Atome hinzu, bei denen einmal das eine *Cl*-Atom senkrecht zur Ebene der Kohlenstoffkette zwischen cis I- und trans-, das andere Mal das zweite *Cl*-Atom ebenfalls in 90° Verdrillung zwischen trans- und cis II-Stellung sich befindet.

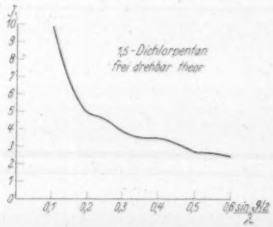

Fig. 15.

Beim Vergleich dieser „Mischkurve" mit der des Experimentes zeigt es sich, daß jetzt die theoretische Kurve in etwas besserer Übereinstimmung mit der experimentellen steht. Die in Wirklichkeit vorhandenen Verhältnisse werden also im Sinne unserer Annahme zu suchen sein. Nach dem Obengesagten kann eine exaktere Aussage nicht gemacht werden. Insbesondere ist eine einwandfreie Entscheidung über den Grad der Behinderung der freien Drehbarkeit nicht möglich.

Wierl (4) schloß aus seinen Messungen mit Kathodenstrahlen, daß bei Dichlorpentan eine Kette vorliegen müsse, deren Drehbarkeit wahrscheinlich nicht absolut frei ist; Dipolmessungen

machen es wahrscheinlich, daß die Drehbarkeit erst vom 1,9-Dichlornonan ab ungehindert auftritt. Unsere Messungen widersprechen diesen Aussagen nicht. Aller Wahrscheinlichkeit nach wird deshalb die Drehbarkeit bei 1,5-Dichlorpentan noch nicht völlig frei, aber doch der ungehinderten Drehbarkeit weitgehend angenähert sein. Ob die endständigen *C*-Atome dabei ebenfalls um die nächstfolgende *C-C*-Bindung Drillschwingungen ausführen können, ist aus unseren Ergebnissen nicht zu entnehmen. Wierl deutete die Ergebnisse seiner Untersuchungen an Pentan und Hexan dahin, daß die Tetraederwinkel zwischen den einzelnen *C-C*-Bindungen erhalten bleiben, die einzelnen Glieder aber untereinander frei drehbar seien.

Ehe wir zur Besprechung des Dibromäthans übergehen, können wir jetzt über die drei dihalogensubstituierten Paraffine gemeinsam sagen, daß bei ihnen mit wachsender Kette die Behinderung der freien Drehbarkeit abnimmt und wir bereits dem Dichlorpentan praktisch eine fast ungehinderte Drehbarkeit zusprechen können. Beim 1,2-$C_2H_6Cl_2$ führen die *Cl*-Atome in einer ausgezeichneten Lage Drillschwingungen um die *C-C*-Bindung aus. Die bevorzugte Lage ist dabei die trans-Lage. Die in allen Fällen gute Übereinstimmung des Verlaufs der Streukurven und der Lage der Maxima mit denen der Theorie beweist, daß die von uns zur Berechnung der theoretischen Streukurven angenommenen Werte der Abstände der Wirklichkeit weitgehend entsprechen müssen.

d) 1,2-Dibromäthan, Kp. 131,6° C.

Durch die Untersuchung von 1,2-Dibromäthan sollte die Frage beantwortet werden, ob und in welchem Sinne die quasielastische Konstante β durch die größere Ladungsverteilung der Bromatome verändert würde, die Ehrhardt und Sachße (l. c.) bei der Berechnung der Verdrillungsschwingung für 1,2-Dichloräthan eingeführt hatten.

Bei der Auswertung der Streuaufnahmen von Dibromäthan stellten sich uns jedoch so große Schwierigkeiten entgegen, daß die Untersuchung schließlich aufgegeben werden mußte. Bei den ersten orientierenden Aufnahmen mit nur gefilterter Strahlung zeigte sich überhaupt kein Abfall der Intensität nach größeren Winkeln hin. Diese gleichmäßige Schwärzung der Filme konnte nur durch Brom-Eigenstrahlung hervorgerufen sein, die durch die in der gefilterten Strahlung immerhin noch reichlich vorhandene Bremsstrahlung erzeugt wird. Kontrollaufnahmen mit Bromgas, die dasselbe Ergebnis zeigten, bestätigten dies.

Wir gingen deshalb zur rein monochromatischen Strahlung über, mußten aber wieder feststellen, daß die Filme die gleiche kontinuierliche Schwärzung aufwiesen. Da ein unerwünschter Effekt durch direkte Strahlung ausgeschlossen war, konnte es sich auch in diesem Falle nur um Brom-Eigenstrahlung handeln, die durch die zweite Ordnung der $K\alpha$-Linie angeregt werden könnte. Nach eigenen Absorptionsmessungen beträgt der Anteil zweiter Ordnung bis zu 10 Proz. der ersten Ordnung.

$\left(\frac{e^2}{mc^2}\right)^2 \cdot Z^2 \cdot \varphi_{90}^2 \cdot I_0$ (dabei bedeuten e, m Ladung und Masse des Elektrons, c die Lichtgeschwindigkeit, Z die Atomnummer und φ_{90} den Atomformfaktor bei einem Streuwinkel von 90° und *CuK*α-Strahlung) ist die von einem Bromatom gestreute Strahlung, numeriert ergibt das $2{,}810 \cdot 10^{-23} I_0$. Bei Brom wird etwa 60 Proz. der absorbierten Strahlung in Eigenstrahlung umgewandelt, wie erst kürzlich wieder Niens (23) berichtete. Unter Zugrundelegung dieses Wertes und des nach Jönsson (24) berechneten Absorptionskoeffizienten für Brom ergibt sich eine von einem 10prozentigen Anteil zweiter Ordnung erregte Intensität von Brom-Eigenstrahlung von $6{,}12 \cdot 10^{-23} I_0$ ebenfalls für 1 Bromatom. Wir sehen daraus, daß die theoretische Intensität der Bromeigenstrahlung selbst bei Aufnahmen mit Monochromator über das Doppelte der gestreuten Intensität betragen kann. Infolgedessen konnte auch keine einwandfrei auswertbare Aufnahme erhalten werden.

Um den Einfluß der zweiten Ordnung der $K\alpha$-Strahlung zu vermeiden, hätte man die bei den Aufnahmen verwendete Spannung unter der Anregungsspannung der zweiten Ordnung halten können. Die Belichtungszeit wäre dann aber schätzungsweise auf 6—800 Stunden für eine Aufnahme angestiegen[1]).

In diesem Falle erweist sich infolgedessen die Arbeit mit Elektronenstrahlen als wesentlich vorteilhafter. Wierl konnte zeigen, daß die freie Drehbarkeit der Bromatome auszuschließen und die trans-Lage bevorzugt sei. Als Abstand der *Br*-Atome untereinander wurde von ihm $4{,}75 \pm 0{,}15$ Å angegeben.

Wegen des Scheiterns der Röntgenuntersuchung soll aber geprüft werden, was wir nach Dipolmessungen am Äthylenbromid im Vergleich zu Äthylenchlorid erwarten dürfen. Wir benötigen dazu die Dipolmomente der beiden Stoffe uud die Gruppenmomente *C-Br* bzw. *C-Cl*. Nach den Angaben von Mizushima,

1) Anmerkung bei der Korrektur: Die Befunde von Schoppe (25) stehen damit in einem noch nicht aufgeklärten Widerspruch.

Morino und Higasi (l. c.) haben diese folgende Werte in elektrostatischen Einheiten bei 150° C: 1,2-Dibromäthan $1{,}03 \cdot 10^{-18}$, *C-Br* (CH_2Br) $1{,}79 \cdot 10^{-18}$, 1,2-Dichloräthan $1{,}4 \cdot 10^{-18}$, *C-Cl* (CH_2Cl) $1{,}86 \cdot 10^{-18}$. Nach dem bei 1,2-Dichlorpropan angegebenen Verfahren finden wir nun eine quasielastische Konstante von $3{,}03\,kT$ bei Äthylenbromid gegenüber $1{,}9\,kT$ bei Äthylenchlorid jeweils bei 150°. Da der Wert dieser Konstanten mit wachsender freier Drehbarkeit abnimmt, ist auch den berechneten β-Werten zu entnehmen, daß die freie Drehbarkeit bei Äthylenbromid stärker als bei Äthylenchlorid behindert sein wird. Nach der ebenfalls bei 1,2-Dichlorpropan angeführten Verteilungsfunktion würden 100 Moleküle in der trans-Lage, 2,25 Moleküle in der cis-Lage bei Äthylenchlorid und 0 Moleküle bei Äthylenbromid entsprechen (bei 120° Verdrillung lauten die entsprechenden Zahlen 5,8 bzw. 0).

D. Zusammenfassung.

Nach der Debyeschen Methode der interferometrischen Messung an freien Gasmolekülen wurden Untersuchungen an 1,2-Dichlorpropan, 1,3-Dichlorpropan, 1,5-Dichlorpentan und 1,2-Dibromäthan angestellt. Durch die Untersuchungen ergab sich, daß die Behinderung der freien Drehbarkeit bei dichlorsubstituierten Paraffinen mit wachsender Gliederzahl der Kette abnimmt. Während beim 1,2-$C_3H_6Cl_2$ die *Cl*-Atome nur Verdrillungsschwingungen um die bevorzugte trans-Lage ausführen können, ist bei der längeren Kette des Pentans die Drehbarkeit bereits praktisch ungehindert. Bei 1,2-Dibromäthan konnten keine Ergebnisse erzielt werden, da sich die Untersuchung als undurchführbar erwies. Es kann jedoch auf Grund der Dipolmessungen geschlossen werden, daß die Behinderung der freien Drehbarkeit zunimmt, wenn man bei der Substitution von Chlor zu Brom übergeht.

Die vorliegende Arbeit entstand in den Jahren 1934—1936 im Physikalischen Institut der Universität Leipzig. Für die Anregung zu dieser Arbeit und sein stetes Interesse an ihrem Fortgang bin ich Herrn Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye zu aufrichtigem Dank verpflichtet. Auch Herrn Dr. L. Bewilogua danke ich für viele Hinweise und Ratschläge herzlich.

Literaturverzeichnis.

1) Eucken-Wolf, Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, Bd. 8, Abschn. II, und Bd. 6, Abschn. I A.
2) P. Debye, Ann. d. Phys. **46**, 809, 1915.
3) P. Debye, L. Bewilogua und F. Ehrhardt, Physik. Zeitschr. **30**, 84, 1929; P. Debye, L. Bewilogua und F. Ehrhardt, Sächs. Akad., Math. Ber. **81**, 29, 1930.
4) R. Wierl, Ann. d. Phys. **8**, 561, 1931; **13**, 478, 1932.
5) A. Kühl, Physik. Zeitschr. **29**, 1, 1928.
6) R. W. Dornte, Journ. Chem. Phys. **1**, 566, 1933.
7) Ch. Degard, J. Piérard und W. van der Grinten, Nature **136**, 142, 1935.
8) F. Ehrhardt, Physik. Zeitschr. **33**, 3, 1932.
9) Eucken-Wolf, Hand- und Jahrbuch der chemischen Physik, Bd. 6, Abschn. I B.
10) R. W. James, Physik. Zeitschr. **33**, 737, 1932.
11) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 265, 1931.
12) W. van der Grinten, Physik. Zeitschr. **34**, 609, 1933.
13) R. W. James und G. W. Brindley, Phil. Mag. **12**, 81, 1931.
14) G. Thomer, Physik. Zeitschr. **38**, 48, 1937.
15) L. Bewilogua, Physik. Zeitschr. **32**, 740, 1931.
16) W. Heisenberg, Physik. Zeitschr. **32**, 737, 1931.
17) L. Gattermann, Die Praxis des org. Chemikers.
18) J. von Braun, Ber. d. Dtsch. Chem. Ges. **37**, 2915, 1904.
19) A. Eucken und L. Meyer, Physik. Zeitschr. **30**, 597, 1929.
20) P. Groß, Physik. Zeitschr. **32**, 587, 1931.
21) G. Sachße, Physik. Zeitschr. **36**, 357, 1935.
22) S. Mizushima, Y. Morino und K. Higasi, Physik. Zeitschr. **35**, 905, 1934.
23) W. Niens, Ann. d. Phys. **26**, 513, 1936.
24) M. Siegbahn, Spektroskopie der Röntgenstrahlen.
25) R. Schoppe, Zeitschr. f. physikal. Chemie Abt. B **34**, 461, 1936.

Leipzig, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 6. Januar 1937.)

Über die Anwendung magnetischer Meßverfahren für metallkundliche Aufgaben.

Von Heinrich Lange und Heinrich Hänsel.

Die große Bedeutung der metallischen Werkstoffe hat eine handwerksmäßige Beherrschung ihrer Eigenschaften schon zu einer Zeit erzwungen, in der an naturwissenschaftliche Forschung noch nicht gedacht wurde. Selbst in neuerer Zeit war deshalb das Bedürfnis nach einer wissenschaftlichen Erfassung des metallischen Zustandes noch gering, und trat erst spät in Erscheinung.

Das Gerüst, auf dem die Metallkunde, wie die Stoffkunde überhaupt als Wissenschaft ruht, wurde von Gibbs durch den Aufbau der Phasenlehre auf thermodynamischer Grundlage geschaffen. Die rein logische Struktur der Phasenlehre gibt die Sicherheit, daß alle die verwickelten Erscheinungen der Legierungsbildung, der

Umwandlungen im festen Zustand, der Mischkristallbildung, kurz alle Vorgänge, die in Metallsystemen auftreten können, sich in ihren Aufbau einwandfrei einordnen lassen. Der an sich leere Aufbau der Phasenlehre kann Inhalt nur durch das Experiment erhalten, und dieses kann mit dem Aufbau nicht in Widerspruch geraten.

Das entscheidende Meßverfahren der Metallkunde wird entsprechend ihrer thermodynamischen Grundlage stets der kalorimetrische Versuch sein und bleiben. Dem widerspricht nicht, daß die Mehrzahl der metallkundlichen Untersuchungen mit Hilfe der thermischen Analyse[1]) durchgeführt werden. Bei diesem Verfahren wird die Temperatur eines Stoffes während einer gleichmäßigen Abkühlung oder auch Erhitzung zeitlich verfolgt. Treten in dem Stoff Umwandlungsvorgänge auf, so verursacht deren Wärmetönung eine Unregelmäßigkeit des Temperaturganges, aus der auf die Umwandlung und ihre Gleichgewichtstemperatur geschlossen werden kann. Hierbei wird stillschweigend vorausgesetzt, daß die Erhitzung bzw. die Abkühlung so langsam verläuft, daß nennenswerte Unter- oder Überschreitungen der Gleichgewichtstemperaturen nicht eintreten können. Die große Bedeutung der thermischen Analyse in der Metallkunde beruht in der Tat darauf, daß sie in Wirklichkeit nichts anderes darstellt als eine abgekürzte Kalorimetrie. Sie hat allerdings in ihrer heutigen Form die Möglichkeit quantitativer Aussagen verloren und ist rein qualitativ geworden. Ihr Ziel ist die Bestimmung von Gleichgewichtszuständen in Ein- und Mehrstoffsystemen.

Da die thermische Analyse heutzutage sowieso auf die Bestimmung der mit der Umwandlung freiwerdenden Wärmemenge verzichtet, kann sie gleichwertig durch die Beobachtung solcher Eigenschaftsänderungen ersetzt werden, die in übersichtlicher Weise mit dem Umwandlungsgeschehen verknüpft sind, wie z. B. Längenänderungen, Widerstandsänderungen u. a. Die Änderungen der magnetischen Eigenschaften sind in vielen Fällen für Untersuchungen dieser Art besonders geeignet. Da bei gleichbleibender Feldstärke die Magnetisierung para- und diamagnetischer Stoffe und bei Sättigungsfeldstärke auch die Magnetisierung ferromagnetischer Stoffe der Stoffmenge verhältnisgleich ist, ist eine mengenmäßige Auswertung von Umwandlungsvorgängen durch eine Messung der mit ihnen verknüpften Magnetisierungsänderungen möglich. Ein weiterer Vorteil der magnetischen Untersuchung liegt darin, daß sie ohne unerwünschte Nebenwirkungen von Meßorganen, wie Fühlhebel oder elektrische Kontakte am Probekörper selbst, durchgeführt werden kann. Ist insbesondere ein Umwandlungsvorgang mit ferromagnetischen Änderungen verbunden, so dürfte es wohl kaum ein Meßverfahren geben, das eine genauere Beobachtung ermöglicht, als das magnetische. Beim Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung wurde für Beobachtungen solcher Art ein astatisches Magnetometer[1]) verwendet, in dessen Magnetisierungsspulen elektrische, bifilar gewickelte Widerstandsöfen eingebaut sind, um einmal die Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung bestimmen zu können, und zum anderen auch bei hohen Temperaturen vollständige Magnetisierungsschleifen aufnehmen zu können.

Zu beachten bleibt jedoch, daß in allen Fällen, in denen Gleichgewichtssysteme untersucht werden sollen, alle nicht kalorimetrischen Meßverfahren nur einen Ersatz für die umständlichere Kalorimetrie darstellen, und diese auf die Dauer nicht ersetzen können.

Es gibt jedoch noch eine große Zahl technisch wichtiger Vorgänge in der Metallkunde, die dadurch gekennzeichnet sind, daß sie in unterkühlten Zuständen ablaufen. Diese Erscheinungen bewegen sich zwar in Richtung auf ein Gleichgewicht hin, sie können dieses aber in den wenigsten Fällen erreichen, und enden meist bei unstabilen Zwischenzuständen. Die technisch wichtigsten Erscheinungen dieser Art sind wohl die Vorgänge, die sich beim Härten und Vergüten des Stahles abspielen. Auch zu ihrer Untersuchung hat die Metallkunde zunächst den Weg der thermischen Analyse, also die Aufnahme von Zeit-Temperaturkurven beim raschen Abkühlen, gewählt. Die Übertragung dieses für Gleichgewichtsuntersuchungen geschaffenen Verfahrens auf Ungleichgewichte ist zwar nicht ohne weiteres statthaft und kann zu Fehlern führen. Da aber in diesem Falle der Temperaturverlauf beim Versuch den tatsächlichen Verhältnissen bei der Stahlhärtung zu entsprechen schien, und zunächst ein anderer Weg noch nicht beschritten werden konnte, war dieses Vorgehen berechtigt, und hat auch zu einer Reihe praktisch wertvoller Ergebnisse geführt[2]).

1) Vgl. z. B. G. Tammann, Zeitschr. f. anorg. allg. Chem. **45**, 24, 1905; G. Tammann, Lehrbuch der Metallkunde, 4. Auflage, S. 267, 1932; Ostwald-Luther, Physiko-chem. Messungen, 4. Auflage, S. 256, 1925; A. Eucken, Chem. Phys., S. 462, 1930.

1) F. Wever und H. Lange, Mitt. d. Kaiser-Wilh.-Inst. f. Eisenforsch., Düsseldorf **12**, 353–63, 1930; **14**, 71–83, 1932.

2) F. Wever und N. Engel, Mitt. d. Kaiser-Wilh.-Inst. f. Eisenforsch., Düsseldorf **12**, 93–114, 1930.

Um zu einwandfreien Prüfergebnissen zu gelangen, muß für solche Fälle jedoch ein anderes Untersuchungsverfahren gewählt werden. Die einzige Möglichkeit hierzu bietet eine isotherme Verfolgung der Umwandlungsvorgänge im unterkühlten Zustand. Wäre in der Tat bei jeder beliebigen Temperatur im unterkühlten Zustand der zeitliche Umwandlungsverlauf bekannt, so müßte es gelingen, hieraus den Verlauf der Umwandlung auch bei beliebiger Abkühlung abzuleiten. Bei Versuchen dieser Art muß ein isothermer Ablauf der Umwandlung erzwungen werden. Damit wird es aber unmöglich, sie an ihrer Wärmetönung zu erkennen und zu verfolgen. Es müssen darum solche physikalische Eigenschaften beobachtet werden, deren Änderungen mit der Umwandlung verhältnisgleich ablaufen. Nun sind die Umwandlungsvorgänge in unterkühlten Stählen stets mit beträchtlichen Magnetisierungsänderungen verknüpft. Der bei hohen Temperaturen beständige Austenit ist paramagnetisch. Seine Umwandlung führt bei Temperaturen unterhalb des Gleichgewichtszustandes stets zu einem ferromagnetischen Zustand. Das magnetische Untersuchungsverfahren ist also in diesem Falle besonders geeignet. Um so größere Schwierigkeiten macht die für isotherme Versuche erforderliche Temperaturführung. Zur Unterkühlung des Austenits sind Abkühlungsgeschwindigkeiten von 2–3000°/sec erforderlich. Diese hohen Abkühlungsgeschwindigkeiten müssen mit dem Erreichen der Versuchstemperatur augenblicklich ohne Temperaturschwankungen aufgehalten werden. Da beispielsweise bei 550–600° der ganze Umwandlungsvorgang höchstens 2 Sekunden dauert, muß spätestens etwa 0,2 sec nach dem Versuchsbeginn die Versuchstemperatur einwandfrei eingenommen sein.

Es gelang im Laufe der Arbeiten, diese Forderung mit einem Versuchsgerät zu erfüllen, das im wesentlichen eine magnetische Waage darstellt[1]). In seiner ersten Form ist es in Fig. 1 wiedergegeben. Die an fünf Fäden aufgehängte Waage *a* trägt den abnehmbaren Probenhalter *b*. Dieser besteht aus zwei verkitteten Thermoelementschutzröhrchen, durch die ein Platin-Platin-Rhodium-Thermoelement führt, dessen Warmlötstelle die Probe *p* bildet. Diese hat bei 2 mm Länge 0,5 mm Durchmesser. Die Aufhängedrähte der Waage dienen als Stromleiter. Zur Dämpfung besitzt sie einen Kupferkiel *d*, der im Felde des Magneten *e* schwingt. Das Beleuchtungsgerät *g* und Mikroskop *h* zeichnen mit Hilfe des Zeigers *f* die Stellung der Waage auf einem ablaufenden Film auf, auf den gleichzeitig von einem schnellschwingenden Galvanometer die Temperatur der Probe geschrieben

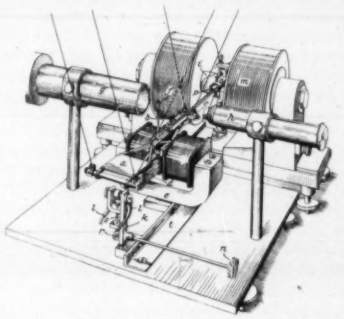

Fig. 1. Magnetische Waage.

wird. Die Probe liegt in einem Feld von etwa 4000 Gauß, das durch geeignete Form der Polschuhe des Elektromagneten *m* auf die Probe eine gleichbleibende Beschleunigung ausübt, die unabhängig von ihrer jeweiligen Lage in der Richtung der Waagenbewegung wirkt. Zwischen den Magnetpolen befindet sich außerdem die Ofenanlage und die Abschreckvorrichtung. Diese ist in ihrer jetzigen Form in Fig. 2 wiedergegeben[1]). Ein über einen feststehenden Kolben *K* beweglicher Zylinder *Z* trägt die beiden Öfen o_1 und o_2.

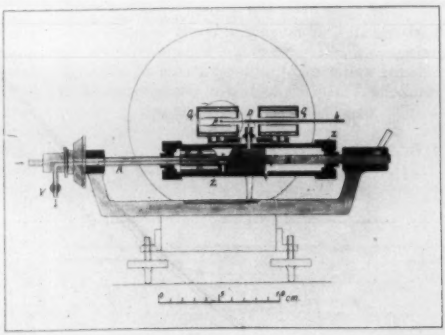

Fig. 2. Magnetische Waage, Abschreckvorrichtung.

1) H. Lange, Mitt. d. Kaiser-Wilh.-Inst. f. Eisenforsch., Düsseldorf **15**, 263–69, 1933.

1) Mitt. d. Kaiser-Wilh.-Inst. f. Eisenforsch., Düsseldorf, demnächst.

Diese haben bei 6 mm lichter Weite zusammen mit ihren Kühlmänteln einen Außendurchmesser von 25 mm und gestatten eine Erhitzung der Probe auf 1100°. Die Bewegung des Zylinders erfolgt durch Druckluft, die durch die doppelt durchgebohrte Achse *A* in der Mitte des drehbaren, geschlitzten Kolbens eingeführt wird. Der Kolben steuert zugleich die Öffnung der Blasdüse *D*. Beim Versuchsbeginn befindet sich die Probe *p* im Ofen o_1 auf hoher Temperatur im unmagnetischen austenitischen Zustand. Mit dem Öffnen der Druckluftzuführung bewegt sich der Zylinder nach links. Sobald der Ofen o_1 die Probe *p* freigibt, wird die Blasdüse *D* geöffnet, die Probe wird abgekühlt, und kommt dann in den Ofen o_2, der sich auf der Versuchstemperatur befindet. Die Wegstrecke, längs der geblasen wird, kann durch eine Drehung des Kolbens, und die Geschwindigkeit des ganzen Vorgangs durch Regelung der Druckluft und des Gegendrucks im Zylinder mit Hilfe des Ventiles *V* eingestellt werden. Es gelingt so zu erreichen, daß die Probe genau mit der Temperatur des zweiten Ofens in diesen eintritt, ohne noch im geringsten umgewandelt zu sein.

Damit sind die grundsätzlichen Gedanken, die zum Bau einer magnetischen Waage zur Untersuchung der Stahlhärtung führten, und das Gerät selbst, beschrieben. Im folgenden sollen nun die Versuchsergebnisse mitgeteilt werden, die mit dieser Waage gewonnen wurden. Nach den bisherigen Erfahrungen mit diesem Gerät dürfte es feststehen, daß es wohl kaum auf einem anderen als dem magnetischen Weg möglich gewesen wäre, das vorliegende Ziel zu erreichen. Es scheint weiter nicht ausgeschlossen zu sein, daß ähnliche Versuche auch mit paramagnetischen Stoffen durchgeführt werden können.

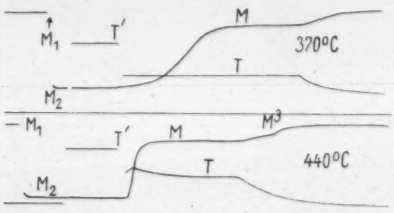

Fig. 3. Umwandlungsisothermen des Stahles PD 12, für 370 und 440°.

In Fig. 3 sind als Beispiel für die Anwendung der magnetischen Waage zwei Kurven gezeigt, die den isothermen Umwandlungsverlauf bei einem Kohlenstoffstahl (PD 12, mit 1,16 Proz. *C*, 0,14 Proz. *Mn*, 0,10 Proz. *Si*) wiedergeben.

Vor Beginn des Versuches wird die umzuwandelnde Probenmasse, die für die spätere Auswertung bekannt sein muß, mit der Waage ausgewogen, im Bild gekennzeichnet durch den Magnetisierungsausschlag bei Raumtemperatur $(M_1 - M_2)$. Dann folgt der Versuch. *M* bedeutet die Magnetisierungslinie, *T* gibt den Temperaturverlauf an. Die Probe ist auf die Ausgangstemperatur von 780° gebracht und hat sich in den austenitischen, also unmagnetischen Zustand umgewandelt. Bei *T'* erfolgt die Abschreckung. Die Probentemperatur springt dabei nahezu momentan auf den konstanten Haltewert von 370° bzw. 440°, bei dem die Umwandlung verfolgt werden soll. Der zeitliche Ablauf der nun folgenden isothermen Umwandlung in den magnetischen Zustand ist durch den Anstieg der Magnetisierungslinie gegeben. Wenn die Umwandlung praktisch zum Stillstand gekommen ist, wird die Probe durch Abschalten der Öfen auf Zimmertemperatur abgekühlt. Dabei erfährt die Magnetisierung entsprechend ihrer Temperaturabhängigkeit eine weitere Zunahme. Hat sich während der isothermen Umwandlung das ferromagnetische Eisenkarbid Fe_3C, der sog. Zementit gebildet, so tritt dessen magnetische Umwandlung noch als zusätzliche Magnetisierung auf dem letzten Kurvenabschnitt bei M_3 in Erscheinung.

Nachdem damit die Brauchbarkeit der magnetischen Waage für die isotherme Erforschung der Umwandlungsvorgänge erwiesen ist, wird man versuchen, sich auf diese Weise einen Überblick über den Umwandlungsablauf in einem möglichst großen Bereich von Haltetemperaturen zu verschaffen.

Fig. 4 gibt eine Zusammenstellung von Umwandlungsisothermen, die an dem erwähnten Kohlenstoffstahl in einem Temperaturbereich zwischen 700 und 400° aufgenommen werden konnten. Dabei ist die umgewandelte Menge

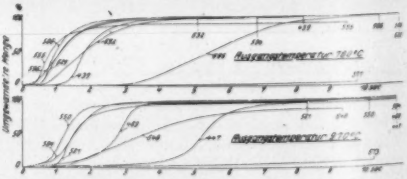

Fig. 4. Umwandlungsisothermen des Stahles PD 12.

gleich in Prozent der Gesamtmenge unter Berücksichtigung der Temperaturabhängigkeit der Magnetisierung aufgetragen. Außerdem ist noch der Einfluß der Ausgangstemperatur auf die Umwandlungen untersucht worden. Die Größen,

durch die der Umwandlungsablauf offenbar maßgebend festgelegt wird, sind die maximale Umwandlungsgeschwindigkeit und die Halbwertszeit. Man kann aus der Kurvenschar der Figuren

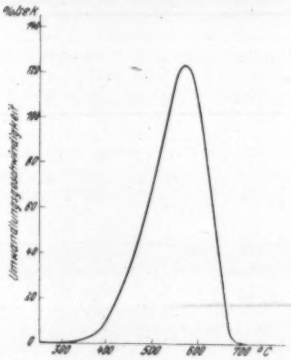

Fig. 5. Höchstwert der Umwandlungsgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Temperatur für den Stahl PD 12.

schon erkennen, daß diese Größen für den vorliegenden Stahl in der Gegend von 550° Extremwerte aufweisen. Die Bestätigung dafür gibt Fig. 5, wo die maximalen Umwandlungsgeschwindigkeiten der einzelnen Umwandlungsisothermen in Abhängigkeit von der Haltetemperatur aufgetragen sind. Die Umwandlung beginnt demnach zunächst mit geringer Geschwindigkeit kurz oberhalb von 700°. Die maximale Umwandlungsgeschwindigkeit steigt dann schnell bis zu ihrem Höchstwert bei 550° an und fällt darauf wieder stark ab, um zwischen 300 und 200° sehr kleine Werte anzunehmen. Dort läuft dann auch die Umwandlung mit außerordentlicher Trägheit ab.

Ist es nun gelungen, mit Hilfe der isothermen Versuchsführung das Umwandlungsgeschehen eines Stahles über einen genügend großen Temperaturbereich zu untersuchen, so müßte es, wie oben angedeutet, mit den dabei gewonnenen Ergebnissen unter gewissen Voraussetzungen auch umgekehrt möglich sein, die Umwandlungsvorgänge, wie sie bei den üblichen, für die Praxis wichtigen Abschreckungen von Stählen vor sich gehen, zu rekonstruieren und damit diese Abschreckvorgänge selbst einer Analyse zugänglich zu machen.

Eine solche Abschreckung an einem ähnlichen Kohlenstoffstahl (C = 0,97 Proz.) ist auf der unteren rechten Hälfte der Fig. 6 nach einer Aufnahme von Wever und Engel wiedergegeben. Die Probe wird dabei mit einer Abkühlungsgeschwindigkeit von etwa 120°/sec aus dem Austenitgebiet abgeschreckt. Bei ungefähr 630° beginnt sie sich im unterkühlten Zustand umzuwandeln. Bei geeigneter Probengröße und -form und entsprechender Abkühlungsgeschwindigkeit kann die Wärmeentwicklung bei der Umwandlung die Wärmeabfuhr durch die Abkühlung derartig überwiegen, daß sich die Probe während der Umwandlung wieder erwärmt und eine Rekaleszenz wie in der Figur auftritt. Nach Beendigung der Umwandlung erfolgt dann die weitere Abkühlung.

Da dieses Verfahren der thermischen Analyse die Wärmetönung, also unregelmäßige Steigungsänderungen der Abkühlungskurve, als Anzeige für die Umwandlungsvorgänge benutzt, werden auf der Abkühlungsgeschwindigkeitskurve die Umwandlungen um so stärker in Erscheinung treten. Die mit einer besonderen Apparatur von Engel gleichzeitig aufgenommene Abkühlungsgeschwindigkeitskurve des in Fig. 6 rechts unten dargestellten Abschreckvorgangs ist daneben auf der linken Seite der Figur aufgetragen. Aus den beiden Minimalwerten, die diese Kurve zeigt, hat man auf eine Aufspaltung des Umwandlungsvorganges geschlossen. Diese Verdoppelung des Perlitpunktes hat dann im Schrifttum auch einige Bedeutung gewonnen. Daß eine solche Aufspaltung der Umwandlung in zwei Teilvorgänge in Wirklichkeit aber gar nicht vorhanden ist und ein Schluß von dem ver-

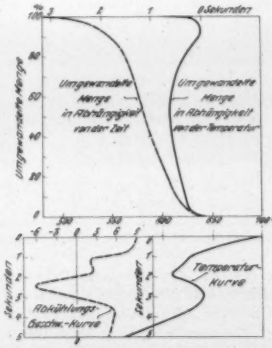

Fig. 6. Analyse einer Abkühlungskurve.

wickelten thermischen Ablauf bei der Abkühlung auf den Ablauf der Umwandlung selbst nicht gezogen werden darf, soll die im folgenden versuchte Analyse des Abschreckvorganges mit

Hilfe der auf isothermer Grundlage gewonnenen Ergebnisse über den zeitlichen Ablauf des Umwandlungsgeschehens zeigen.

Zu diesem Zweck wird eine etwas andere bildliche Darstellung der Umwandlungsvorgänge als bisher gewählt. In Fig. 7 sind nach den Ergeb-

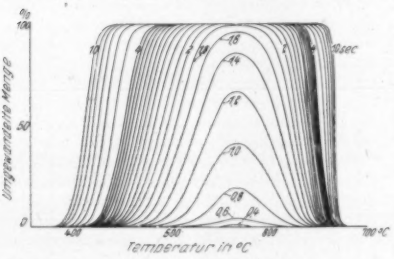

Fig. 7. Die Austenitumwandlung des Stahles PD 12 in Abhängigkeit von der Temperatur dargestellt durch Kurven gleicher Umwandlungszeiten.

nissen der Fig. 4 unter Berücksichtigung der bei Rekaleszenz auftretenden Fehler die in gleichen Zeiten umgewandelten Mengen in Abhängigkeit von den Haltetemperaturen aufgetragen. Für die Analyse wird die Abkühlungskurve in kleine Zeitintervalle eingeteilt. Für eine mittlere Umwandlungstemperatur in einem solchen Intervall wird die in ihm umgewandelte Menge aus der Figur entnommen und über der Temperatur bzw. der Zeit aufgetragen. Alsdann geht man unter Berücksichtigung der bereits umgewandelten Mengen und abgelaufenen Umwandlungszeiten zum nächsten Intervall über. In dieser Weise fortschreitend konstruiert man den ganzen Umwandlungsablauf für den Abkühlungsvorgang in Abhängigkeit von Zeit und Temperatur. In Fig. 6 oben sind die beiden entsprechenden Kurven zu sehen. Das Verfahren setzt allerdings voraus, daß dabei das Zeitgesetz, nach dem die Umwandlung in den einzelnen Zeitintervallen abläuft, stets gleich ist. Denn nur unter dieser Voraussetzung ist die Vorgeschichte der jeweils umgewandelten Menge für alle Abkühlungskurven einheitlich und diesem Zeitgesetz zu entnehmen. Unsere Untersuchungen haben ergeben, daß das Zeitgesetz für den untersuchten Kohlenstoffstahl über den ganzen Temperaturbereich gleich ist. Ein weiterer Beweis für die Richtigkeit der so rekonstruierten Umwandlungsvorgänge ist die Tatsache, daß sich bei der Analyse die gleiche Umwandlungszeit für den vollständigen Umwandlungsablauf ergibt, wie sie aus der Abkühlungsgeschwindigkeitskurve von Engel gefunden wird. Die größte Umwandlungsgeschwindigkeit liegt dabei auch, wie zu erwarten, bei der tiefsten Umwandlungstemperatur. Aus den beiden rekonstruierten Kurven ergibt sich ein vollkommen stetiger Ablauf der Umwandlung. Von einer Aufspaltung der Umwandlung kann also nach dem Kurvenverlauf keine Rede sein.

Als wichtiges Ergebnis dieses Versuches, eine Analyse der Umwandlungsvorgänge bei raschen Abkühlungen zu geben, ist demnach festzustellen, daß man aus den nach der Methode der thermischen Analyse bei hohen Abkühlungsgeschwindigkeiten aufgenommenen Kurven irgendwelche Aussagen über die Umwandlungsabläufe selbst nur mit großem Vorbehalt wagen kann, und daß ferner die thermische Analyse allein nicht imstande ist, solche Umwandlungsvorgänge aufzuklären, die nicht in Gleichgewichtszuständen ablaufen.

Mit Hilfe der vorliegenden kinetischen Analyse lassen sich sicher noch einige weitere merkwürdige Umwandlungserscheinungen, die durch Übertragung der thermischen Analyse auf Ungleichgewichte beobachtet worden sind, auf einfache Weise erklären und verstehen. Darüber wird im Zusammenhange demnächst an anderer Stelle berichtet werden.

Düsseldorf, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung.

(Eingegangen 8. März 1937.)

Ein kleiner Elektromagnet für hohe Feldstärke.

Von Heinrich Lange.

Im Verlauf einer größeren Arbeit wurde ein kleiner Elektromagnet benötigt, dessen Betriebsstrom einer kleinen Akkumulatorenbatterie entnommen werden mußte und der darum bei einer Spannung von 12 Volt im Dauerbetrieb 6 Ampere nicht übersteigen sollte. Es mußte versucht werden, mit dieser geringen elektrischen Leistung möglichst hohe Feldstärken zu erreichen.

Nach H. Boas und Th. Pederzani[1]) kommt für die Ausführung eines Elektromagneten hoher Feldstärke allein die alte Ruhmkorffsche Form in Frage, bei der zwei Feldspulen sich koaxial gegenüberstehen und die Polkerne umschließen, die durch ein Joch möglichst kleinen magnetischen Widerstandes magnetisch kurzgeschlossen sind.

Um eine bequeme Handhabung mit einfachster und billiger Herstellung zu verbinden, wurde als Joch eine eiserne Bank gewählt, auf der die als Träger der Polkerne und Spulen dienenden knieförmigen Jochteile einander leicht verstellbar gegenüberstehen.

1) Zeitschr. f. Phys. **19**, 351, 1923.

Der Durchmesser der Jochkerne war aus noch zu besprechenden Gründen zu 35 mm festgelegt. Damit war auch die Größe der Spulen in der folgenden Weise bestimmt: Da mit einem geringen Spannungsabfall über Meßinstrument und Regelwiderstand gerechnet werden muß, durfte der Widerstand der Einzelspule 0,9 Ohm nicht überschreiten. Weiter durfte die elektrische Belastung des Spulendrahtes im Dauerbetrieb 2 Ampere/mm² nicht übersteigen, um übermäßige Wärmeentwicklung zu vermeiden; der Durchmesser des Spulendrahtes mußte also 2 mm betragen. Damit war die Drahtlänge gegeben. Die Feldspulen sollen eine möglichst hohe Feldstärke erreichen lassen. Nun lassen sich mit Spulen ohne Kühlung und ohne übermäßige Wärmeentwicklung ungefähr 600 Amperewindungen/cm erreichen. Im vorliegenden Fall bedeutet dies, daß die Spulen bei 6 Ampere mit etwa 100 Windungen/cm zu wickeln waren. Für die Einzelspule ergab sich hieraus ein Außendurchmesser von 135 mm bei einer Spulenlänge von 55 mm. Sie enthält hierbei 575 Windungen Kupferdraht von 2 mm Durchmesser.

Der zylindrische Teil des Spulenträgers mit 35 mm Innen- und 39 mm Außendurchmesser ist aus Weicheisen, die beiden Deckel sind aus Messing hergestellt.

Nachdem die Spulenabmessungen feststanden, waren auch die Größe der Polschuhe und die Abmessungen des Joches bestimmt. Die einzige Möglichkeit einer Steigerung der Feldstärke liegt also nur noch in der Auswahl des geeigneten Werkstoffes.

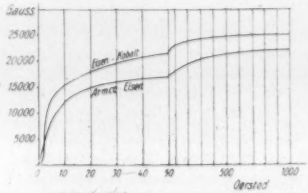

Fig. 1. Induktionskurve einer 36proz. Eisen-Kobalt-Legierung, sowie von Armcoeisen.

Für die Polschuhe ist bekanntermaßen eine Eisenkobaltlegierung mit 36 Proz. *Co* der geeignetste Werkstoff. Gegenüber Polschuhen aus reinem Eisen bewirkt er eine Erhöhung der Feldstärke um etwa 10 Proz.

Für die Polkerne muß ein Werkstoff gewählt werden, der in mittleren Feldern zwischen etwa 10 und 300 Örsted eine möglichst hohe Induktion liefert. Wie die Fig. 1 zeigt, ist das Eisenkobalt gerade in diesem Gebiet dem reinen Eisen überlegen. Die Induktion des Eisenkobalts liegt bei 100 Örsted um 28 Proz. höher als die des Armcoeisens. Die Verwendung dieses Werkstoffes für die Polkerne muß also eine wesentlich höhere Steigerung der Feldstärke erwarten lassen als seine Verwendung für die Polschuhe. Dies gilt um so mehr, als das Eisenkobalt bereits bei 35 Örsted eine Induktion von 20000 Gauß besitzt, die vom Armcoeisen erst bei 260 Oersted erreicht wird. Das bedeutet aber, daß zur Aufrechterhaltung derselben Feldstärke bei Polkernen aus Eisenkobalt wesentlich niedrigere Stromstärken notwendig sind, ein Vorteil, der besonders im vorliegenden Fall kleiner elektrischer Energie sehr wesentlich ist.

Der Magnet sollte ungefähr die Feldstärken des kleinen Halbringelektromagneten nach H. du Bois erzielen, wie dieser von der Firma Hartmann und Braun hergestellt wird. Bei diesem Magnet ist der Durchmesser des Polschuhwiderlagers 40 mm. Entsprechend der gegenüber reinem Eisen etwa 25 Proz. größeren Induktion des Eisenkobalts wurde der Durchmesser des Polschuhwiderlagers und damit der Durchmesser der Polkerne auf 35 mm festgelegt.

Das Joch, bestehend aus den beiden Kniestücken und der Eisenbrücke wurde aus Siliziumstahl mit 0,04 Proz. *C*, 0,12 Proz. *Mn* und 1,98 Proz. *Si* gegossen, der die üblichen magnetischen Eigenschaften solchen Gusses aufweist. Seine Induktionsschleife ist in Fig. 2 wieder-

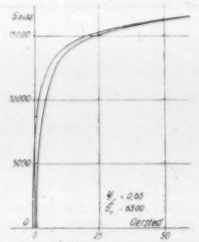

Fig. 2. Induktionskurve des für die Jochteile verwendeten Werkstoffes.

gegeben. Die Abmessungen des Joches sind so gewählt, daß seine Induktion unter 9000 Gauß bleibt, wenn die Induktion in den Polkernen 20000 Gauß beträgt. Der magnetische Widerstand des Joches bleibt dann in allen Fällen innerhalb genügend kleiner Grenzen und fällt kaum ins Gewicht.

Die endgültigen Abmessungen des Magneten gehen aus Fig. 3 hervor; er hat ein Gewicht von genau 25 kg.

Nach seiner Fertigstellung wurde der Magnet mit einer geeichten Wismutspirale von 6 mm Durchmesser bei verschiedenen Polabständen geprüft. Die Kegelstutzpole hatten hierbei eine

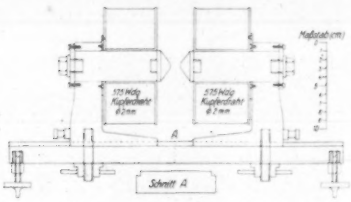

Fig. 3. Elektromagnet, Gewicht 25 kg.

Polfläche von 6 mm Durchmesser. Die Prüfung wurde bis zu einer größten Belastung von 10 Ampere Stromstärke entsprechend einer elektrischen Leistung von 180 Watt ausgedehnt, was einer Drahtbeanspruchung von etwa 3 Ampere/mm² entspricht. Das Ergebnis der Prüfung ist in Fig. 4 zusammengestellt.

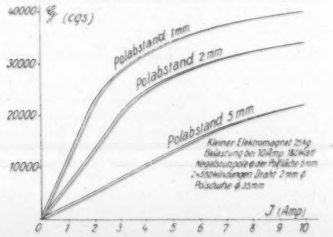

Fig. 4. Feldstärke des Elektromagneten in Abhängigkeit von Stromstärke und Spaltbreite.

In der Tabelle sind die Betriebswerte des Magneten mit denen des Halbringelektromagneten nach H. du Bois zusammengestellt, wie diese aus der Preisliste von Hartmann & Braun hervorgehen. Hierzu ist zu bemerken, daß die Angaben für den Halbringelektromagneten einer wesentlich höheren elektrischen Beanspruchung des Drahtes entsprechen.

	Elektromagnet mit Polschuhen und Polkernen aus Eisenkobalt	Halbringelektromagnet nach H. du Bois	Einheit
Gesamtgewicht ...	25	50	kg
Gesamtwindungszahl	1150	2000	
Gesamtwiderstand	1,8	9,6	Ω
Betriebsstrom	10	7,5	A
Elektrische Belastung des Drahtes hierbei	3	4	A/mm²
Elektrische Leistung	180	700	Watt
Maximale Feldstärke in einem Luftspalt von 6 × 1 mm	40000	35000	Gauß
Durchmesser des Polschuhwiderlagers	35	40	mm

In jedem Falle zeigt der Vergleich die große Überlegenheit des vorliegenden kleinen Magneten, die um so bemerkenswerter ist, als der Querschnitt seiner Polkerne um 25 Proz. kleiner ist als der Querschnitt der Polkerne des Halbringelektromagneten.

Anzunehmen ist weiter, daß durch eine konische Formgebung der Polkerne, wie sie von H. Boas und Th. Pederzani[1]) benutzt wird, eine weitere Steigerung der Feldstärke erzielt werden könnte. Im vorliegenden Fall verboten die Abmessungen des zur Verfügung stehenden Werkstoffes eine solche Formgebung.

Die zum Bau des Magneten verwendete Eisenkobaltlegierung war leicht bearbeitbar. Ihre in Fig. 1 wiedergegebene Kommutierungskurve ist ballistisch an einem Ellipsoid aufgenommen. Die Koerzitivkraft war 2,2 Örsted, ihre Remanenz 11100 Gauß.

1) a. a. O.

Düsseldorf, Kaiser-Wilhelm-Institut für Eisenforschung.

(Eingegangen 8. März 1937.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

K. Karas, Die kritischen Drehzahlen wichtiger Rotorformen. Gr.-8°. V u. 154 S. Mit 40 Fig. und 22 Zahlentafeln. Wien 1935. J. Springer. RM 18.—.

Ein wichtiges Problem des Maschinenbaues, insbesondere des Dampfturbinenbaues, bildet die Ermittlung der kritischen Drehzahlen elastischer Wellen, die mit verschiedenen Scheiben besetzt sind. Besonders handelt es sich hierbei um kegelstumpf- und stufenförmige Rotoren. Im Vordergrund der in dem Buch dargestellten Verfahren steht das Ritzsche Näherungsverfahren, dem für Sonderfälle die aus der Differentialgleichung

folgenden kritischen Drehzahlen gegenübergestellt werden. Aus dem reichen weiteren Inhalt ist noch hervorzuheben die Berücksichtigung der Kreiselwirkung und die Verhinderung der kritischen Drehzahlen durch die Kreiselwirkung bei synchroner Präzession im Gleichlauf.

Das in erster Linie für den wissenschaftlichen Konstrukteur bestimmte Werk zeigt auch dem Physiker eine Fülle interessanter Anwendungen der Mechanik auf technische Probleme, bei denen auch das klassische Prinzip von Hamilton wieder seine Bedeutung erweist. L. Schiller.

G. Kortüm, Das optische Verhalten gelöster Elektrolyte. Gr.-8°. IV u. 106 S. Mit 13 Abb. Stuttgart 1936. F. Enke. RM 8.20.

Die Monographie des Verfassers befaßt sich speziell mit den optischen Untersuchungsmethoden, die zur Aufklärung der Struktur elektrolytischer Lösungen beitragen. Dabei wird keineswegs das hierhergehörige umfangreiche Material erschöpfend besprochen, vielmehr lediglich der Versuch unternommen, an Hand besonders aufschlußreicher Beispiele zu prüfen, inwieweit die optischen Eigenschaften das Elektrolytproblem zu fördern in der Lage sind. Man befindet sich hier erst ganz am Anfang der Forschung, und so besitzt denn diese Monographie durchaus problematischen Charakter. Sie ist besonders deshalb für alle auf diesem Gebiet tätigen Forscher recht interessant. Das Kernproblem ist heute das der konzentrierteren Lösungen; hiermit im Zusammenhang stehen Fragen über die Ionensolvatation und die besondere Art der Wechselwirkungskräfte mit den Molekeln des Lösungsmittels.

Der Inhalt des Werkes ist der folgende: I. Die Bedeutung optischer Untersuchungen für die Entwicklung der Elektrolyttheorie. II. Stand und Probleme der Elektrolytforschung. III. Das optische Verhalten von Ionen und seine Bedeutung für die Struktur elektrolytischer Lösungen. IV. Literatur.

Zweifellos regt die Monographie von Kortüm, der kritisch und objektiv alle zur Optik der Elektrolyte gehörigen wesentlichen Fragen behandelt, zu zahlreichen noch offenstehenden Problemen an und kann allen Physikochemikern wärmstens empfohlen werden. H. Falkenhagen.

S. Rosseland, Theoretical Astrophysics. Atomic Theory and the Analysis of Stellar Atmospheres and Envelopes. Gr.-8°. XIX u. 355 S. Mit 44 Fig. Oxford 1936. H. Milford, University Press Publ. 25 s. net.

Das vorliegende, in der wohlbekannten Reihe „The International Series of Monographs on Physics" erschienene Buch bringt die Erfüllung eines Wunsches, der seit langem unter astrophysikalisch interessierten Physikern nicht weniger als unter Astronomen bestand. Der schnelle Aufschwung der modernen Astrophysik, der, wie dies oft dargestellt worden ist, weitgehend auf die gleiche Entwicklung in der heutigen Physik und die sich ergebenden Wechselwirkungen zurückgeht, hat auf den verschiedensten Teilgebieten eine Fülle von Untersuchungen mit sich gebracht. Eine systematische Darstellung der vorliegenden Probleme mußte man demgegenüber fast ganz vermissen. Und doch dürfte gerade ein solcher Überblick zum mindesten für alle diejenigen, die neu in das so interessante und vielversprechende, aber umfangreiche Gebiet eindringen wollen, von außerordentlichem Nutzen sein. Die einzige zusammenfassende Literatur über das Gebiet der theoretischen Astrophysik findet sich heute, abgesehen von einem kleinen Buch des gleichen Verfassers aus dem Jahre 1931, in dem „theoretischen" Band des Handbuches der Astrophysik und seinen Ergänzungen.

In dem vorliegenden Buche ist nun zu jener Literatur, die ihrem Wesen nach wenigstens zum Teil mehr Handbuchcharakter trägt, ein Aufbau der Astrophysik von ihren Fundamenten aus hinzugekommen. Hier ziehen die verschiedenen Bereiche der Astrophysik, von ihren prinzipiellen Ansatzpunkten aus und gegen ihren atomphysikalischen Untergrund gesehen, an uns vorüber.

Wie der Zusatz zum Titel besagt, beschränkt der Verfasser sich dabei auf die Physik der Sternatmosphären und verwandte Erscheinungen. Ein zweiter Band soll den inneren Aufbau der Sterne behandeln, für den die Physik des Atomkerns von entscheidender Bedeutung wird.

Leider verbietet es der knappe, zur Verfügung stehende Raum, ausführlicher auf den Inhalt des schönen Buches einzugehen. Wir müssen uns mit einem kurzen Überblick über die einzelnen Kapitel begnügen.

Die atomphysikalischen Grundlagen umfassen nicht ganz das erste Drittel des Werkes. In sieben Kapiteln werden zunächst die quantenmechanischen Grundbegriffe abgeleitet und an speziellen Problemen erläutert, darauf wird eine ausführliche Theorie der Atomspektren gegeben. Für denjenigen, der hier zum erstenmal an die Quantenmechanik herantritt, dürften die ersten Kapitel ein wenig knapp sein, während der mit der Sache vertraute Physiker die Ableitung der Grundbegriffe durch den Verfasser mit Interesse lesen wird.

Eine Darstellung der Theorie der Absorption und Emission bildet den Übergang zum astrophysikalischen Teil. Sinngemäß beginnt dieser mit der Theorie des Strahlungsaustausches, die in ihren ersten Ansätzen auf die klassischen Arbeiten von Schuster und Schwarzschild zurückgeht. Hierher gehören die für den praktischen Astrophysiker so außerordentlich wichtigen Untersuchungen über Linienkonturen und Gesamtabsorptionen der Absorptionslinien. Die Behandlung der thermischen Anregung in Sternatmosphären (Sahasche Theorie und ihre Erweiterung) und die Theorie der Opazität schließen sich an.

Im folgenden untersucht der Verfasser den Einfluß von magnetischen und elektrischen Feldern auf die Absorptionslinien (Druckeffekte u. a.) sowie die Verbreiterung derselben durch die Rotation der Sterne.

In Ergänzung der Ausführungen über Atomspektren wird sodann in zwei Sonderkapiteln die Struktur der Bandenspektren besprochen, deren Untersuchung für die Physik der kühlen Sterne, in deren Atmosphären sich Moleküle finden, von hoher Bedeutung ist.

Beschäftigen sich die vorangehenden Kapitel mit denjenigen Schichten der Sternatmosphären, in denen man thermodynamisches Gleichgewicht voraussetzen kann, so sind die beiden folgenden den abweichenden Fällen gewidmet. Neben gewissen Sternklassen mit sehr ausgedehnten Atmosphären sind hierher die höchsten Schichten der Sonne, Chromosphäre und Korona zu rechnen.

Damit endet die Betrachtung der Sternatmosphären. Ihre Fortsetzung bildet die Darstellung der allen Physikern bekannten Theorie des Nebelleuchtens sowie die Theorie des Strahlungsaustausches in Nebeln. Ein Kapitel über Absorption und Dichte der interstellaren Materie beschließt den Textteil des Buches, dem einige Tafeln mit physikalischen und astronomischen Daten folgen.

Es braucht wohl kaum hinzugefügt zu werden, daß auch Druck und äußere Ausstattung des in der Clarendon Press gedruckten Buches ganz hervorragend sind. H. Brück.

C. F. von Weizsäcker, Die Atomkerne (Physik und Chemie in Einzeldarstellungen, Bd. II). VIII u. 214 S. Mit 40 Abb. und 1 Ausschlagtafel. Leipzig 1937. Akademische Verlagsgesellschaft m. b. H. Brosch. RM 14.40, geb. RM 16.—.

Seit der Aufstellung der Quantenmechanik ist die Erforschung der Atomkerne zu dem beliebtesten Arbeitsfeld der Physiker geworden, auf dem besonders die Experimentatoren glänzende Fortschritte erzielen konnten. Von theoretischer Seite gelang zunächst nur die Aufklärung des α-Zerfalls in seinen Hauptzügen, die Gamow schon im Jahre 1931 ermutigte, die Kernphysik in seinem bekannten Buch unter theoretischen Gesichtspunkten darzustellen. Die Entdeckung des Neutrons im nächsten Jahre gab den Anstoß, für die eingehenden Untersuchungen Heisenbergs und seiner Mitarbeiter über Kernkräfte und Kernaufbau, und das vorliegende Buch v. Weizsäckers, die erste theoretische Darstellung des Gegenstandes seit jener Zeit, ist als Ausfluß dieser Bemühungen anzusehen, obwohl es sich keineswegs auf die Resultate der Leipziger Schule beschränkt. Vielmehr gibt es in klarer, verständlicher Sprache eine knappe Zusammenfassung unserer jetzigen Kenntnisse von den Atomkernen und aller der theoretischen Gesichtspunkte, die sich bei ihrer Analyse bewährt haben. Zu einer systematischen Theorie der Atomkerne fehlen uns ja noch verschiedene entscheidende Elemente, vor allem die Kenntnis der Kräfte zwischen den Elementarpartikeln. Weizsäckers Buch gibt eine detaillierte Diskussion verschiedener Kraftansätze, vor allem der Austauschkräfte zwischen Proton und Neutron. Die Hoffnung, die richtigen Kräfte aus den Massendefekten der leichten und schweren Kerne herzuleiten, hat sich bisher nicht erfüllt, und Weizsäckers Buch läßt auch die großen Schwierigkeiten dieses Problems deutlich erkennen; die unvermeidlicherweise allzu groben Näherungen der Modelle, die allzu große Mannigfaltigkeit der möglichen Krafttypen, die in Betracht zu ziehen sind, und vielleicht auch eine noch tiefere Unzulänglichkeit der theoretischen Ansätze, die die Existenz einer Schrödinger Gleichung für die schweren Kernbestandteile Proton und Neutron voraussetzen. Trotz dieser großen Lücken unseres Wissens gibt es doch eine Anzahl von verständlichen Einzelheiten, die sich bei einer systematischen Betrachtung der Bindungsenergien herausschälen lassen. Vor allem die vielen Stabilitätsregeln lassen sich auf einfache Annahmen über die Form der „Energiefläche", d. h. der Energie als Funktion von Neutronen- und Protonenzahl zurückführen.

Die Theorie des α-Zerfalls gibt der Verfasser knapp aber doch mathematisch fast vollständig, die erzwungenen Kernreaktionen werden ausführlich systematisiert und auch nach dem Mehrkörpermodell kurz diskutiert, das seit Bohrs Deutung der Resonanzniveaus der schweren Kerne so wichtig für die Analyse dieser komplizierten Erscheinungen geworden ist. Die experimentelle und theoretische Auswertung dieses wichtigen Befundes hat ja eben erst begonnen und wird sicher bald zu tieferen Einblicken in die Kernmechanik führen. Sehr interessant ist ein Exkurs über astrophysikalische Anwendungsmöglichkeiten unserer neuen Kenntnisse über Kernreaktionen, die wohl zu einer Klärung der alten Probleme der Energieerzeugung der Sterne und der Häufigkeitsverteilung der chemischen Elemente führen werden. Der dunkelste Teil der Kernphysik ist heute noch immer die Theorie des β-Zerfalls. Ihr ist das letzte Kapitel gewidmet. Der Verfasser gibt eine klare und vollständige Entwicklung der Fermischen Formulierung der Neutrinohypothese, aus der die wesentlichen Voraussetzungen, die allgemeinen Folgerungen und auch die formale Behandlungsweise deutlich zu ersehen sind. Das Studium dieses Kapitels wird deshalb die Verfolgung der gegenwärtig so lebhaften Diskussion über notwendige Änderungen dieser Theorie sehr erleichtern. Hier wie bei allen Kapiteln dieses wichtigen Buches dürfen wir deshalb hoffen, daß es zur raschen Überwindung des jetzigen Stadiums selbst wesentlich beitragen wird.

M. Delbrück.

NACHRICHTEN.

Ernannt: Der Dozent für organische Chemie an der Universität Frankfurt a. M. Dr. phil. nat. habil. Georg Hahn zum nichtbeamteten a. o. Professor ebenda, der ord. Professor der Mathematik an der Universität Greifswald Dr. Hellmuth Kneser in gleicher Eigenschaft an der Universität Tübingen, der a. o. Professor an der Universität Leipzig Dr. Hugo Bauer zum ord. Professor der pharmazeutischen Chemie an der gleichen Hochschule, der a. o. Professor für organische Chemie an der Universität Rostock Dr. Ulrich Hofmann zum ord. Professor daselbst, der Privatdozent für physikalische Chemie an der Universität Marburg Dr. Ernst Baars zum a. o. Professor ebenda, der Dozent für organische Chemie an der Technischen Hochschule Dresden Dr.-Ing. Max Boëtius zum a. o. Professor an der gleichen Hochschule, die Dozenten für Mathematik Dr. Wilhelm Maier an der Universität Freiburg i. Br., Dr. Rudolf Iglisch an der Technischen Hochschule Aachen, Dr. Gottfried Köthe an der Universität Münster i. W. zu a. o. Professoren an den gleichen Hochschulen, der Dozent für Astronomie an der Universität Kiel Dr. Joachim Stobbe zum a. o. Professor ebenda.

Gestorben: Der frühere ord. Professor für Chemie am Trinity College der Universität Dublin Dr. Sydney Young, der ord. Professor der Mathematik am Grinnell College in Grinnell (Iowa) Dr. Raymond Benedict McClennon.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C 1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. I. Vj. 1937: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.